



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV ELEKTROTECHNOLOGIE

DEPARTMENT OF ELECTRICAL AND ELECTRONIC TECHNOLOGY

MODELOVÁNÍ MAGNETOHYDRODYNAMICKÝCH JEVŮ

MODELING OF MAGNETOHYDRODYNAMIC PHENOMENA

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Martin Mačák

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Petr Vyroubal, Ph.D.

BRNO 2018

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Elektrotechnická výroba a materiálové inženýrství**

Ústav elektrotechnologie

Student: Bc. Martin Mačák

ID: 161473

Ročník: 2

Akademický rok: 2017/18

NÁZEV TÉMATU:

Modelování magnetohydrodynamických jevů

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se a prostudujte problematiku numerického modelování proudění nabitých částic a magnetohydrodynamických jevů. V systému ANSYS Fluent vytvořte makro, kterým by bylo možné řešit MHD problém na definované geometrii ve vodivém nebo nevodivém prostředí. Vyberte a vytvořte numerický model, na kterém demonstujete Vámi zvolené řešení.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

Podle pokynů vedoucího práce.

Termín zadání: 5.2.2018

Termín odevzdání: 22.5.2018

Vedoucí práce: Ing. Petr Vyroubal, Ph.D.

Konzultant:

doc. Ing. Petr Bača, Ph.D.
předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Abstrakt

Teoretická časť práce je venovaná teoretickým základom problematiky vedenia elektrického prúdu v tekutinách a metodike výpočtu magnetohydrodynamických javov. V rámci experimentálnej časti boli vytvorené výpočtové moduly rozširujúce a dopĺňujúce použitie komerčných simulačných programov pre simulácie v oblasti magnetohydrodynamiky. Na praktických príkladoch simulácie hmotnostného spektrometra, Einzelovej šošovky, pohybu elektrónu a elektrického ističa bola dokumentovaná funkčnosť vytvorených výpočtových modelov a taktiež overená správnosť získaných výsledkov. Vytvorené výpočtové moduly je možné využiť pri navrhovaní a optimalizácii výrobkov využívajúcich magnetohydrodynamické javy.

Kľúčové slová

Magnetohydrodynamika, ANSYS FLUENT, Nabité častice, CFD, Plazma

Abstract

Theoretical part of this thesis is dedicated to the theoretical basis of electric conduction phenomena in fluids and method of calculation of magnetohydrodynamic phenomena. In the experimental part, computational modules have been developed to complement and augment the use of commercial simulation programs for simulation in the field of magnetohydrodynamics. On practical examples of mass spectrometer simulation, Einzel lens, electron movement and electric circuit breaker, the functionality of the computational models and the correctness of the obtained results were documented. Created computational modules can be used to design and optimize products using magnetohydrodynamic phenomena.

Keywords

Magnetohydrodynamics, ANSYS FLUENT, Charged particles, CFD, Plasma

Bibliografická citace:

MAČÁK, M. Modelování magnetohydrodynamických jevů. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2018. 74 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Petr Vyroubal, Ph.D..

Prohlášení

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma Modelování pohybu nabitých částic jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího semestrální práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce. Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne: 19. května 2018

.....
podpis autora

Pod'akovanie

Ďakujem vedúcemu diplomovej ppráce Ing. Petrovi Vyroubalovi, Ph.D. za účinnú metodickú, pedagogickú a odbornú pomoc a ďalšie cenné rady pri spracovávaní mojej diplomovej práce. Ďakujem aj svojej rodine za všestrannú podporu počas celého štúdia.

V Brně dne: 19. května 2018

.....
podpis autora

Obsah

Úvod.....	14
1. Elektrický prúd v tekutinách.....	15
1.1 Plazma.....	17
1.1.1 Debyeho tieniaci polomer.....	17
1.1.2 Teplota a LTE	18
1.2 Elektrický výboj.....	19
1.2.1 Teória streamerov	21
1.2.2 Pashenov zákon a Pashenova krivka	22
1.2.3 Typy výbojov	22
1.3 Elektrická vodivosť kvapalných izolantov	25
2. Pohyb nabitých častíc v elektromagnetických poliach.....	27
2.1 Pohyb nabitých častíc v homogénnom elektrickom poli.....	28
2.2 Pohyb častice v homogénnom magnetickom poli	28
2.3 Pohyb nabitých častíc v homogénnom elektrickom a stacionárnom magnetickom poli	30
3. Teória elektromagnetického poľa	31
3.1 Zákon celkového prúdu, zovšeobecnený Ampérov zákon	31
3.2 Zákon elektromagnetickej indukcie, Faradayov indukčný zákon	31
3.3 Gaussov zákon elektrostatiky	31
3.4 Zákon spojitosti indukčného toku.....	32
4. Hydrodynamika	33
4.1 Laminárne a turbulentné prúdenie, Reynoldsovo číslo	33
4.2 Matematické modely turbulentného prúdenia	34
4.2.1 Metódy časového priemerovania RANS	35
4.2.2 Turbulentné modely	36
4.3 Prenos tepla.....	37
5. Magnetohydrodynamika-MHD	39
5.1 Magnetické Reynoldsovo číslo.....	39
5.2 Difúzia a konvekcia	40
5.2.1 Konvekcia	41
5.3 Elektrohydrodynamika-EHD	41

5.4	Ferrohydrodynamika-FHD	42
5.4.1	Magnetické tekutiny	42
5.4.2	Rovnice popisujúce ferrohydrodynamické prúdenie	43
6.	Spôsoby výpočtu magnetických a elektrických polí vo výpočtových programoch	44
6.1	Metóda magnetickej indukcie	44
6.2	Metóda elektrického potenciálu	44
6.3	Biot-Savartov zákon	45
6.4	Magnetický potenciálový vektor	46
6.5	Typy modelov popisu plazmy	46
7.	Experimentálna časť	48
7.1	Hmotnostný spektrometer	49
7.1.1	Urýchľovanie iónov	50
7.1.2	Rýchlostný filter	53
7.1.3	Separčná oblasť	54
7.2	Einzelova šošovka	60
7.3	Analýza magnetického poľa pohybujúceho sa elektrónu	63
7.4	Elektrický istič	64
7.4.1	Analýza magnetickej indukcie v okolí elektrického oblúku	65
7.4.2	Fáza oddeľovania kontaktov ističa	69
8.	Záver	71

Zoznam symbolov a skratiek

σ	Elektrická vodivosť	$\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$
n	Koncentrácia nosičov náboja	m^{-3}
μ	Pohyblivosť nosičov náboja	$\text{m}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$
W_i	Ionizačná energia	J
W	Práca	J
m	Hmotnosť	kg
v	Rýchlosť	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
f	Frekvencia	s^{-1}
λ	Vlnová dĺžka	m
j_{eT}	Prúdová hustota elektrónov	$\text{A}\cdot\text{m}^2$
E_{kT}	Vnútná energia	J
E_{kin}	Kinetická energia	J
T	Termodynamická teplota	K
E	Intenzita elektrického poľa	$\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$
h_D	Debyeho polomer	m
p_T	Tlak	Pa
U	Elektrické napätie	V
d_e	stredná voľná dráha elektrónov	m
d	Vzdialenosť	m
p	hybnosť	$\text{kg}\cdot\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
F	Sila	N
q	Elektrický náboj	C
B	Magnetická indukcia	T
t	Čas	s
c	Rýchlosť svetla	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
γ_L	Lorentzov faktor	-
\mathbf{r}	Polohový vektor	m
R_k	Polomer kružnice	m
ω_f	Uhlová rýchlosť	s^{-1}
s	Stúpanie	m

T	Periódá	s
x, y, z	Priestorové súradnice	m
\mathbf{H}	Vektor intenzity magnetického pola	$\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$
\mathbf{J}	Vektor prúdovej intenzity	$\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$
\mathbf{D}	Vektor elektrickej indukcie	$\text{C}\cdot\text{m}^{-2}$
χ_e	Elektrická susceptibilita	-
χ_m	Magnetická susceptibilita	-
ε	Permitivita	$\text{F}\cdot\text{m}^{-1}$
μ	Magnetická permeabilita	$\text{H}\cdot\text{m}^{-1}$
\mathbf{P}	Vektor polarizácie	$\text{C}\cdot\text{m}^{-2}$
\mathbf{M}	Vektor magnetizácie	$\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$
γ	Merná elektrická vodivosť	$\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$
V	Objem	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
n	Látkové množstvo	mol
R	Plynová konštanta	$\text{J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{mol}^{-1}$
η	dynamická viskozita	$\text{Pa}\cdot\text{s}$
ρ	Hustota	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
K_H	Koeficient tepelnej vodivosti	$\text{W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$
Re	Reynoldsovo číslo	-
l	Dĺžkové meradlo	m
ν	Kinematická viskozita	$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$
τ	Šmykové trenie	N
μ_t	Vírová turbulentná viskozita	$\text{Pa}\cdot\text{s}$
k	Turbulentná kinetická energia	J
\mathbf{j}	Prúdová hustota	$\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$
Q_j	Joulovo teplo	J
R_m	Reynoldsovo magnetické číslo	-
η_m	Magnetická difúzivita	$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$
ω	Vorticitá	s^{-1}
ρ_f	Hustota voľného náboja	$\text{C}\cdot\text{m}^{-3}$
ε	Permitivita	$\text{F}\cdot\text{m}^{-1}$
Q	Tepelný tok	J

S	Plocha	m^2
j_q	hustota tepelného toku	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$
E_0	Vlastná žiarivosť	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$
φ	Elektrický potenciál	V
\mathbf{A}	Magnetický potenciálový vektor	$\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$
I	Elektrický prúd	A
K_1, K_2, K_3, K_4	Konštanty	
k_B	Boltzmannova konštanta	$\text{J}\cdot\text{K}^{-1}$
α	Townsedov ionizačný činiteľ koeficient	-
γ	Townsedov druhý koeficient	-
CFD	Computational fluid dynamics (Počítačová dynamika tekutín)	
LTE	Lokálna termodynamická rovnováha	
EHD	Elektrohydrodynamics (Elektrohydrodynamika)	
MHD	Magnetohydrodynamics (Magnetohydrodynamika)	
FHD	Ferrohydrodynamics (Ferrohydrodynamika)	
NSE	Navier-Stokes Equations (Navier-Stokesove rovnice)	

Zoznam obrázkov

Obr. 1.1 Závislosť prúdu na priloženom napätí [3].....	20
Obr. 1.2 Tvorba a pohyb streamerov[9]	21
Obr. 1.3 Oblasti v tlejivom výboji [8]	23
Obr. 1.4 Rozloženie napätia v oblúku[9].....	24
Obr. 1.5 Vývoj výboja [9].....	25
Obr. 4.1 Typ prúdenia v závislosti od Reynoldsovho čísla[18].....	34
Obr. 4.2 Zobrazenie fluktuácie zložky a strednej hodnoty veličiny [20]	35
Obr. 7.1 Rozloženie elektrického potenciálu na testovacej geometrii.....	50
Obr. 7.2 Geometria urýchľovača iónov	51
Obr. 7.3 Rez geometriou urýchľovača iónov.....	51
Obr. 7.4 Rozloženie elektrického potenciálu a trajektórie častíc, verzia 1	52
Obr. 7.5 Rozloženie elektrického potenciálu a trajektórie častíc, verzia 2	52
Obr. 7.6 Rýchlosť iónov medi	52
Obr. 7.7 Trajektória iónov medi	53
Obr. 7.8 Trajektória iónov hliníka	54
Obr. 7.9 Trajektória iónov zlata.....	54
Obr. 7.10 Geometria hmotnostného spektrometra.....	56
Obr. 7.11 Trajektórie častíc medi (oranžová), hliníku(sivá), zlata (žltá) v hmotnostnom spektrometri	56
Obr. 7.12 Trajektórie častíc zlata a hliníku pri zapnutom rýchlostnom filtri	57
Obr. 7.13 Trajektória častíc medi pri zapnutom rýchlostnom filtri	57
Obr. 7.14 Geometria hmotnostného spektrometra, verzia 2	58
Obr. 7.15 Trajektória iónov hliníka	58
Obr. 7.16 Trajektória iónov zlata.....	59
Obr. 7.17 Trajektória iónov medi bez clonky	59
Obr. 7.18 Trajektória iónov medi s clonkou.....	60
Obr. 7.19 Geometria Einzelovej šošovky spolu s urýchľovačom iónov	61
Obr. 7.20 Trajektória častíc s vypnutou Einzelovou šošovkou	61
Obr. 7.21 Trajektória častíc s rozložením potenciálov na Einzelovej šošovke -25,- 250,-25	62

Obr. 7.22 Trajektória častíc s rozložením potenciálov na Einzelovej šošovke 0,-300,0	62
Obr. 7.23 Trajektória častíc s rozložením potenciálov na Einzelovej šošovke --30,-300,-30	62
Obr. 7.24 Vrstevnicové zobrazenie veľkosti magnetickej indukcie	63
Obr. 7.25 Veľkosť magnetickej indukcie elektrónu s rýchlosťou $1000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	63
Obr. 7.26 Veľkosť magnetickej indukcie elektrónu s rýchlosťou $2\cdot 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	64
Obr. 7.27 Geometria kontaktov	65
Obr. 7.28 Veľkosť magnetickej indukcie v 3D	66
Obr. 7.29 Veľkosť magnetickej indukcie v reze v strede medzi kontaktami	66
Obr. 7.30 Magnetická indukcia v smere osi X.....	67
Obr. 7.31 Magnetická indukcia v smere osi Z.....	67
Obr. 7.32 Rozloženie teploty v čase $10 \mu\text{s}$	68
Obr. 7.33 Rozloženie teploty v čase $0,1 \text{ ms}$	68
Obr. 7.34 Rozloženie teploty v čase 1 ms	69
Obr. 7.35 Rozloženie teploty v čase $0,1 \text{ ms}$	69
Obr. 7.36 Rozloženie teploty v čase $1,545 \text{ ms}$	70
Obr. 7.37 Rozloženie teploty v čase $32,8 \text{ ms}$ (prerušenie oblúku)	70

Zoznam tabuliek

Tabuľka 1 Vlastnosti materiálov.....	49
Tabuľka 2 Porovnanie rýchlostí častíc.....	51
Tabuľka 3 Porovnanie polomerov trajektórií.....	55

ÚVOD

Táto práca sa zaoberá modelovaním magnetohydrodynamických javov, teda pôsobením magnetických a elektrických polí na prúdenie tekutiny. Na analýzy bol využitý výpočtový program ANSYS FLUENT. Jedná sa o najrozšírejší a najrobustnejší CFD program. Na analýzy boli využité verzie programu 17.1 a 19.0.

Práca je rozdelená na teoretickú časť a praktickú časť. V teoretickej časti je popísaný elektrický prúd v plynoch so zameraním na plazmu a popis elektrických výbojov. Nasledujúce kapitoly sa venovali matematickému popisu nabitých častíc v elektromagnetických poliach. Samostatná pozornosť bola venovaná popisu hydrodynamiky so zameraním na laminárne a turbulentné prúdenie. Ďalšia kapitola bola venovaná popisu Maxwellových rovníc. Tieto poznatky boli skombinované do teoretického popisu magnetohydrodynamiky. Samostatná kapitola bola následne venovaná popisu základných metód, ktoré využíva ANSYS FLUENT a taktiež dva spôsoby prepojenia elektrických a magnetických polí. V tejto kapitole sú tiež uvedené možné spôsoby modelovania plazmy.

Poznatky získané z teoretickej časti boli využité na vytvorenie nových matematických modelov, ktoré popisujú pohyb nabitých častíc a plazmy. Tieto modely boli vytvorené z dôvodu neúplnosti prídavného MHD modulu a nedokonalosti DPM (Discrete Phase Model) pri pohybe častíc vo vákuu.

Tieto nové modely boli využité na analýzu hmotnostného spektrometra, analýzu indukovaného magnetického poľa pohybom elektrónu a nakoniec analýzou oddeľovania kontaktov v elektrickom ističi. Posledná analýza sa tiež zaoberala indukciou magnetického poľa v okolí plazmy.

Poznatky získané o pohybe nabitých častíc je možné využiť napríklad v oblasti iónovej optiky, elektrónovej mikroskopie a spomínanej hmotnostnej spektrometrie. Modelovanie plazmy je zase možné využiť vo vysokovýkonových aplikáciách (elektrické ističe), pri analýze plazmových horákov alebo fúzných reaktorov. Iné využitie je možné nájsť pri analýze pohybu, odlievania, tuhnutia tekutých kovov alebo pri analýze pohybu elektrolytov. Všeobecne tieto analýzy môžu slúžiť ako alternatíva k reálnym experimentom, ktoré často bývajú náročné na realizovanie, alebo niekedy ich ani nie je možné uskutočniť.

1. ELEKTRICKÝ PRÚD V TEKUTINÁCH

Plyny sú za normálnych podmienok výbornými izolantami. Ionizovaním je ich ale možné previesť na vodiče elektrického prúdu.

Ionizácia je fyzikálny dej, pri ktorom sa z molekúl alebo atómov vytvárajú elektróny a kladné ióny dodaním dostatočnej tzv. ionizačnej energie. Záporné ióny vznikajú spojením voľného elektrónu s neutrálnou časticou. Vplyvom sekundárnych procesov sa voľné náboje môžu zachytiť na čiastočkách nečistôt v plyne a tým vzniknú veľké tzv. Langevinove ióny.

Pri nízkej intenzite pola je možné mernú elektrickú vodivosť σ popísať ako:

$$\sigma = nq\mu \quad (1.1)$$

n je koncentrácia nosičov náboja, q je elementárny náboj, μ je pohyblivosť nosičov náboja.[1]

Existuje viacero spôsobov ionizácie plynu. Podľa mechanizmu tvorby iónov je možné tieto spôsoby rozdeliť nasledujúce typy:

Nárazová ionizácia

Nárazová ionizácia vzniká pri zrážke voľného elektrónu z dostatočnou rýchlosťou a neutrálnou molekulou, čím sa vytvára nový elektrón a kladný ión, ktoré ďalej získavajú potrebnú kinetickú energiu vplyvom pôsobenia elektrického poľa alebo vplyvom vysokej teploty (tepelná ionizácia). Náraz nevyjadruje iba fyzickú zrážku, môže tiež ísť o pôsobenie polí častíc pri blízkom prelete.

Podmienku ionizácie je možné vyjadriť ako:

$$W_i \leq \frac{1}{2}mv^2 \quad (1.2)$$

Kde W_i je ionizačná energia, m je hmotnosť, v je rýchlosť častice

V prípade, že zrážajúce sa častice majú rovnakú hmotnosť je podmienka upravená na:

$$2W_i \leq \frac{1}{2}mv^2 \quad (1.3)$$

Nárazou ionizáciu plynu môžu zapríčiniť aj rýchle alfa a beta častice. Energia, ktorú získa elektrón v elektrickom poli závisí na intenzite elektrického poľa a na dráhe medzi dvoma zrážkami.

Fotoionizácia

Fotoionizácia vzniká pôsobením žiarenia na hmotu. Neutrálna častica je teda ionizovaná pohltením fotónu krátkovlnného žiarenia. V prípade, že energia vlnenia je vyššia ako ionizačná práca vzniká pár ión a elektrón. Podmienka ionizácie je definovaná ako:

$$W_i = hf \quad (1.4)$$

Úpravou predošlej rovnice je možné zistiť podmienku pre vlnovú dĺžku λ žiarenia:

$$\lambda \leq \frac{hc}{W_i} \quad (1.5)$$

Kde h je Planckova konštanta, f je frekvencia, c je rýchlosť svetla

Aj v tomto prípade je možná postupná ionizácia, pri ktorej fotón excituje atóm plynu pri jeho absorbovaní. Vplyvom pohltenej energie fotónu sa elektrón dostáva do vyššieho energetického stavu, a pohltením ďalšieho fotónu opúšťa atóm. Vzniká pár elektrón a kladný ión. Pravdepodobnosť stupňovitej ionizácie stúpa s koncentráciou excitovaných atómov plynu a veľkosti intenzity žiarenia. U plynov je fotoionizácia iba sekundárny proces tvorby iónov.

Povrchová ionizácia

Počas povrchovej ionizácie sa elektróny uvoľňujú z povrchu elektród. Aby mohlo dôjsť ku uvoľneniu je potrebné im dodať výstupnú prácu. Existuje viacero spôsobov ako dodať dostatočnú energiu aby bola prekonaná výstupná práca. Medzi tieto spôsoby patrí: ohrievanie elektródy, narážanie častíc s dostatočnou energiou na povrch kovu, ožarovanie kovu krátkovlnným žiarením a pôsobením vonkajšieho elektrického poľa. V tomto prípade okrem vlastností plynu záleží aj na parametroch elektród.[2][3]

Emisia elektrónov

S ionizáciou súvisí aj samotná emisia elektrónov. Elektróny sa emitujú zo zvyčajne kovovej elektródy v prípade, že im je dodané určité množstvo energie, ktoré je väčšie ako výstupná práca elektrónu. Rozlišujú sa nasledujúce základné typy emisie:

Termoemisia

V tejto metóde je kov zahriaty na vysokú teplotu, čím sa dodá dostatočná energia pre uvoľnenie elektrónov. Prúdová hustota uvoľnených elektrónov j_{eT} je daná Richardson-Dushmanovou rovnicou, ktorá má tvar:

$$j_{eT} = K_1 T^2 e^{\frac{-K_2}{T}} \quad (1.6)$$

Kde K_1 je Richardsonova konštanta, T je termodynamická teplota, K_2 je materiálový parameter.

Tento vzťah ale platí iba pre čisté kovy za predpokladu, že všetky emitované elektróny budú odvedené od povrchu katódy a nebudú tvoriť priestorový náboj, ktorý by bránil výstupe ďalších elektrónov. Vonkajšie elektrické pole pri povrchu katódy ovplyvňuje aj hodnotu výstupnej práce elektrónu. Vzťah (1.6) sa mení na:

$$j_{eT} = K_1 T^2 e^{\frac{W - \Delta W}{kT}} \quad (1.7)$$

Tento vzťah je ďalej možné upraviť na zjednodušený tvar, ktorý závisí iba na intenzite elektrického poľa E a na teplote:

$$j_{eT} = e \frac{0,44\sqrt{E}}{T} \quad (1.8)$$

Autoemisía

Táto metóda využíva silné kladné elektrické pole, ktoré následne vyťahuje voľné elektróny z kovu. Autoemisné zdroje využívajú tunelový jav, v ktorom pri vysokých hodnotách intenzity elektrického poľa môže elektrón prejsť z Fermiho hladiny cez potenciálovú bariéru o určitej šírke do vákua.

Fotoelektrická emisía

Fotoelektrická emisía využíva fotoelektrický jav, kde dopadom svetla na kovový povrch je predaná energia elektrónom, ktoré sa môžu potom opustiť materiál keď energia dopadajúceho svetla je vyššia ako výstupná práca elektrónu.

Sekundárna emisía

Táto metóda využíva prúd nabitých častíc s vysokou rýchlosťou, ktoré dopadajú na kovový povrch a vyrážajú voľné elektróny z kovu. V oblasti anódy vzniká plazma, ktorá je zdrojom kladne nabitých iónov. Medzi anódou a katódou existuje elektrické pole, ktoré je dané urýchľovacím napätím (10^3 až 10^5 V). Keďže katóda je voči anóde na zápornom potenciále, ióny sú z povrchu plazmy urýchľované ku katóde a po dopade na chladnú katódu, sú z nej emitované sekundárne elektróny, ktoré sú urýchľované k anóde. Kvôli rozdielu rýchlosti ťažkých iónov a ľahkých elektrónov vzniká oblasť kladného priestorového náboja s výrazným ohnivením v oblasti pri hranici plazmy. Cez túto hranicu môžu prechádzať elektróny emitované z katódy. Potenciál plazmy sa len nepatrne líši od potenciálu anódy čo znamená, že anóda je „priepustná“ pre elektróny. Sekundárna emisía sa využíva pri tlakoch 0,1 až 25 Pa a prúdová hustota dosahuje hodnôt 10000 A/m². [3][4]

1.1 Plazma

Plazma je kvázi neutrálny plyn zložený z nabitých a neutrálnych častíc, ktoré vykazujú spoločné chovanie.

Kvázi neutralita znamená, že výrazné odchýlky sa môžu vyskytovať iba v dĺžkovom meradle vyjadrenom Debyeho polomerom.

1.1.1 Debyeho tieniaci polomer

Debyeho tieniaci polomer je jednou z najdôležitejších charakteristík plazmy. Nabité častice na seba pôsobia Coulombovými silami, možné je aj kolektívne pôsobenie. Pole vytvárané jednou nabitou časticou je v určitej vzdialenosti úplne odtienené poľami ostatných častíc. Tento tieniaci efekt platí nie len pre nabité častice tvoriace plazmu ale aj pre akékoľvek objekty s určitým elektrickým potenciálom, ktorý je do plazmy vložený. Potom medzi objektom a plazmou sa vytvorí zvláštna vrstva v ktorej neplatí podmienka kvázineutrality. Prúdy v plazme sú potom ovplyvnené potenciálom tejto vrstvy.

Debyeho polomer h_D je možné vyjadriť ako [5]:

$$h_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T}{q^2 n_0}} \quad (1.9)$$

Podmienka ideálnej plazmy je vyjadrená ako :

$$\frac{4\pi}{3} h_D^3 n_0 \geq 1 \quad (1.10)$$

Kde k_B je Boltzmannova konštanta, q je elektrický náboj, n_0 je hustota náboja, ε_0 je permitivita vákua.

Na popis spoločného chovania klasická kinetická teória plynu nie je dostatočná, kde okrem ionizácie a rekombinácie, nabité častice na seba pôsobia elektrostatickými silami a prispievajú k elektrickým prúdom prúdiacim v plazme a tým pádom aj ku magnetickému polu, ktoré ovplyvňuje všetky ostatné nabité častice.

Vyššie spomenuté sily zabráňujú elektrónom v prechode medzi ťažkými časticami a následnému úniku zo systému. Pri aplikovaní vonkajších podmienok je chovanie jednotlivých častíc plazmy vždy ovplyvňované celkovým magnetickým a elektrickým poľom všetkých častíc. Pri výpočtoch nízka hmotnosť elektrónov prináša určité problémy. Z dôvodu rôznej veľkosti oblastí v ktorých sa môžu častice zraziť, ťažké častice sa zrážajú medzi sebou a aj s elektrónmi, zatiaľ čo elektróny sa zrážajú prakticky iba s ťažkými časticami. V prípade elastických zrážok častíc s rovnakými hmotnosťami, energia je rovnomerne rozdelená. V prípade zrážok medzi elektrónom a iónom, elektrón stráca iba málo zo svojej energie. Z tohto dôvodu elektróny sa musia zraziť viac krát aby ich energie boli spriemerované a ich teplotná distribúcia bude širšia ako distribúcia ťažkých častíc.[6]

1.1.2 Teplota a LTE

Teplota môže byť definovaná pomocou Boltzmannovej priemernej kinetickej energie častíc E_{kT} ako:

$$E_{kT} = \frac{3}{2} k_B T \quad (1.11)$$

Táto energia E_{kT} taktiež vyjadruje vnútornú energiu tekutiny.

Z dôvodu rôznej hustoty zrážok alebo elektrických polí majú elektróny a ťažké častice rôzne Maxwellove rozdelenie a tým pádom aj rôznu teplotu. Pre modelovanie takéhoto javu je potrebné použiť model s dvomi teplotami.

Na druhej strane, v prípade, že tlak je dostatočne vysoký, hustota zrážok bude rovnaká pre všetky častice. Tento stav sa nazýva lokálna termodynamická rovnováha. Pri tomto modeli je možné využiť iba jednu teplotu. Táto podmienka je jedna z najdôležitejších pri modelovaní plazmy.[6]

Plazmu je možné rozdeliť na viacero typov:

Nízкотеплотná plazma

Elektrónové obaly sú čiastočne poškodené vysokou teplotou alebo tlakom. Voľné elektróny sú zodpovedné za plazmatické vlastnosti látky.

Vysokotepлотná plazma

Atómové obaly neexistujú, látka je zmes jadier a voľných elektrónov, v tomto stave existuje plazma napríklad v jadrách hviezd, kde prebieha termojadrová syntéza

Nukleónová plazma

Vysokou teplotou alebo tlakom sú rozrušené jadrá atómov, látka je zmes elektrónov, protónov a neutrónov. Objavila sa vo vesmíre v časoch 10^{-5} s po vzniku, je ju možné nájsť aj v obale explodujúcej supernovy.

Kvark-gluónová plazma

Pri vysokých energiách sú roztavené samotné nukleóny na svoje zložky – kvarky a gluóny. V tomto stave bola látka asi do 10 μ s po vzniku vesmíru a v roku 2000 bola vytvorená v CERNe

Studená plazma

Takáto plazma obsahuje malý podiel ionizovaných častíc- približne 1%. V takomto prípade teplota ťažších častíc (iónov) je rozdielna ako teplota elektrónov. Teplota iónov je blízka teplote okolia zatiaľ čo rýchlosť pohybu elektrónov zodpovedá teplote niekoľko tisíc stupňov. Z dôvodu ich nízkej hmotnosti je vplyv ich teploty na teplotu plazmy nízky.[7]

1.2 Elektrický výboj

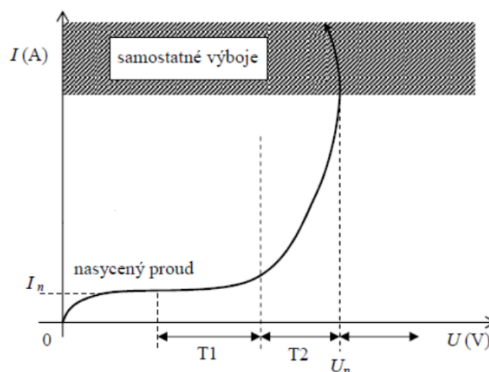
Ak sa nachádza ionizovaný plyn v elektrickom poli medzi dvoma elektródami, vzniká elektrický prúd ako usporiadaný pohyb kladných iónov k zápornej katóde a záporných iónov ku kladnej anóde. Takýto usporiadaný pohyb sa nazýva výboj. Existuje viacero popisov vzniku elektrického výboja. Jedná sa hlavne o Townsendovu teóriu výboja a teóriu streamerov.

Townsendova teória výboja

Pôsobením vonkajšieho zdroja energie vzniká voľný elektrón. Kinetickú energiu získava vplyvom vonkajšieho elektrického poľa jednotlivých zrážok s neutrálnymi molekulami. Môže dochádzať ku dvom typom zrážok: pružným a nepružným. Pri pružnej zrážke nedochádza k ionizácii zatiaľ čo pri nepružnej zrážke dochádza k nárazovej ionizácii alebo k prechodu molekuly do excitovaného stavu. Z dôvodu vysokej hustoty zrážok sa rýchlosť elektrónu ustáli na konštantnej hodnote. Potom je možné uvažovať, že na jednotkovej dráhe bude pôsobením jedného elektrónu vznikať rovnaký počet iónov. Prúd v takýchto oblastiach mizne, akonáhle prestane pôsobiť vonkajší zdroj energie. V prípade zvyšovania hodnoty napätia medzi elektródami ku kritickej hodnote, ktorá sa označuje ako zápalné napätie prechádza nesamostatný výboj na samostatný. [3]

Použité zjednodušenia teórie:

Elektrón vždy ionizuje plyn keď je jeho kinetická energia vyššia ako ionizačná práca. Pri každej zrážke odovzdáva elektrón celú svoju kinetickú energiu. Elektróny sa pohybujú iba v smere elektrického poľa.



Obr. 1.1 Závislosť prúdu na priloženom napätí [3]

Pre oblasť T2 však experimenty vykazujú značnú odchýlku od teoretických výsledkov určenou týmto spôsobom. Tieto rozdiely vznikajú z neuvažovania fotoionizácie a ďalších javov.

Prúdovú hustotu na anóde j_a , je pre nesamostatný výboj, možné definovať ako:

$$j_a = j_0 e^{\alpha d} \quad (1.12)$$

Kde j_0 prúdová hustota príslušná emisii elektrónov z katódy, α je Townsendov

ionizačný činiteľ, d je vzdialenosť elektród

V uvažovanom poli každý jeden elektrón s dostatočnou energiou uvoľní nárazom nový elektrón a kladný ión. Smerom k anóde rastie počet elektrónov lavínovite. $e^{\alpha d}$ je počet elektrónov, ktoré sú vytvorené lavínou jedného elektrónu.

Prúdová hustota j pre samostatný náboj

$$j = \frac{j_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (1.13)$$

Rovnica má platnosť keď menovateľ je väčší ako 0. Aj v tomto prípade ak prestane pôsobiť ionizačné činidlo ($j_0 = 0$) prestane prechádzať prúd medzi elektródami.

Je teda možné uviesť podmienku pre samostatný výboj[3]

:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (1.14)$$

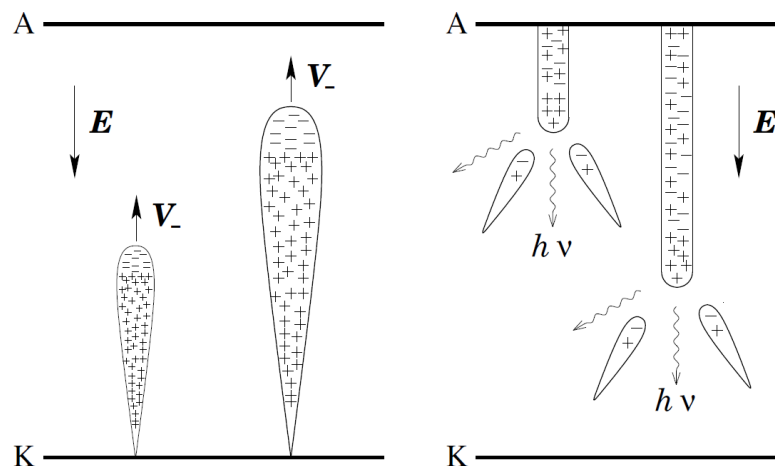
Kde γ je druhý Townsendov koeficient.

1.2.1 Teória streamerov

Townsendova teória nedokáže popísať javy ako :

- Krátka výstavba iskry (10^{-7} s) pri vzdialených elektródach (rádovo cm) pri atmosférickom tlaku. Rýchlosť kladných ión je ale približne $10^3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. U bleskov dĺžky 1 km by teda výstavba iskry trvala až 1 s.
- Ak by existoval vznik elektrónov na katóde nárazom iónov muselo by zápalné napätie závisieť na materiále elektródy, čo však neplatí pre tlaky vyššie ako 100 kPa a pre vzdialenosť elektród viac ako 1 cm.
- Iskra pri vyšších hodnotách $p\cdot d$ má povahu úzkeho kanálu

Z týchto dôvodov bola vytvorená nová teória výstavby elektrického oblúka. Bola predstavená J.M. Meekom. Elektrónová lavína vytvorená jedným elektrónom prechádza do kanálového výboja pri dostatočnom priestorovom náboji. Náboj na vrchole lavíny rastie podľa e^{ad} ako v Townsendovej teórii. Vplyvom difúzie elektrónov a ich vyššej pohyblivosti vytvára lavína kvapkovitý tvar a dochádza k separácii na elektróny a ióny, čím vzniká pokles intenzity elektrického poľa vo vnútri lavíny a ku zosilneniu v ostatnom priestore medzi elektródami. Ak sa na vrchole lavíny nahromadí dostatočne veľký priestorový náboj, vyrazí odtiaľ výbojový kanál smerom k anóde a katóde a šíri sa približne desať krát rýchlejšie ako lavína. Tento výbojový kanál sa nazýva „streamer“. Ak lavína prejde do streameru, už nepotrebuje vonkajšie ionizačné činidlo. Z toho vyplýva, že vytvorenie streameru je možné pokladať za podmienku pre vytvorenie samostatného výboja. Pri vzniku kanálu hrá významnú rolu fotoionizácia. S rastúcou hustotou priestorového náboja sa mení pôvodné homogénne elektrické pole a rastie spád napätia tesne pred vrcholom a koncom lavíny. Vrchol sa stáva zdrojom intenzívnej ionizácie a emisie UV žiarenia. Fotóny následne vytvárajú v okolí lavíny nové voľné elektróny. Tieto elektróny následne vytvárajú nové lavíny. Priestor medzi jednotlivými lavínami je vyplnený elektrónmi a kladnými iónmi z lavín a vzniká kanál z plazmy. Streamery sa šíria rýchlosťami 10^5 až 10^6 m/s. Poslednou fázou je tvorba nového kanálu v smere od katódy k anóde (spätná iskra). Jej rýchlosť býva 10^6 až 10^7 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. [8]



Obr. 1.2 Tvorba a pohyb streamerov[9]

Prechod od Townsendovho výboja ku kanálovému mechanizmu

Napätie, pri ktorom vzniká kritický vzrast priestorového náboja vo vrchole prvej lavíny tesne pred anódou sa nazýva statické zápalné napätie. Toto napätie určuje prechod medzi Townsendovým a kanálovým mechanizmom výboja. Pri tomto napätí začína vznikáť streamer. Doba výstavby výboja je potom daná časom prebehu prvej lavíny medzi elektródami.[9]

1.2.2 Pashenov zákon a Pashenova krivka

Zápalné napätie U_z je charakteristický parameter pri vzniku samostatných výbojov. Pashenov zákon vyjadruje zápalné napätie, pri ktorom vzniká samostatný výboj ako funkciu tlaku p_T a strednej voľnej dráhy elektrónu d_e .

$$U_z = f(p_T \cdot d_e) \quad (1.15)$$

Stredná voľná dráha elektrónu je nepriamo úmerná tlaku.

Pri súčine väčšom než $(p_T \cdot d_e)_{min}$ je vyššia pravdepodobnosť rekombinácie na dlhšej dráhe. Z toho vyplýva že častica musí byť viac urýchľovaná aby sa dostala k elektróde. Pri súčine menšom než $(p_T \cdot d_e)_{min}$ sú častice ďaleko od seba a zápalné napätie preto musí byť vyššie aby častice mali dost energie pre vytvorenie kladných iónov.[9]

Pre aproximáciu závislosti je možné využiť poloempirický vzťah:

$$\frac{\alpha}{p_T} = K_3 e^{\left(-\frac{K_4 p_T}{|E|}\right)} \quad (1.16)$$

Hodnotu zápalného napätia U_z je možné vypočítať ako:

$$U_z = \frac{K_4 \cdot p_T \cdot d}{\ln(K_3 \cdot p_T \cdot d) - \ln\left(\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)\right)} \quad (1.17)$$

Kde K_3, K_4 sú konštanty

1.2.3 Typy výbojov

Podľa tlaku okolia a hodnôt prúdu a napätia výbojov je ich možné rozlíšiť na viacero typov:

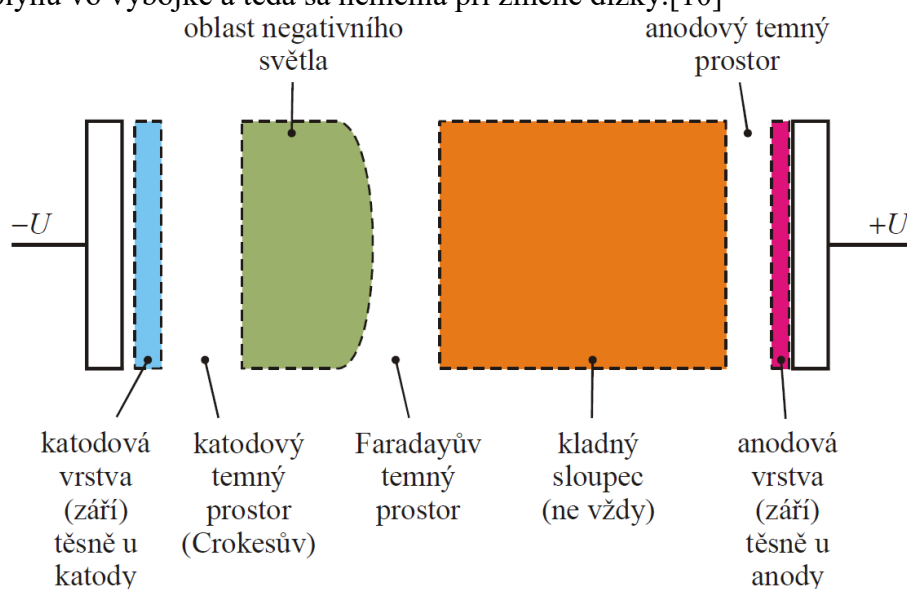
Korónový výboj

Korónový výboj alebo koróna sa vyskytuje v prítomnosti nehomogénneho elektrického poľa pri tlaku viac ako 1 kPa. V homogénnom poli prechádza do inej formy výboja. Nehomogénne pole je tvorené s využitím nízkeho polomeru krivosti jednej z elektród, pri ktorej vzniká elektrické pole, ktoré je dostatočné na lokálny prieraz, aj keď napätie medzi elektródami nedosahuje hodnotu zápalného napätia. Táto elektróda sa taktiež nazýva koronujúca elektróda a zvyčajne máva tvar ihly alebo drôtu. V jej okolí vzniká silné elektrické pole, ktoré vytvára elektrónove lavíny. Tie sa však nemôžu rozširovať do celého priestoru z dôvodu nehomogenity elektrického poľa. Oblasť ionizácie sa nachádza len v blízkosti koronujúcej elektródy. Býva pozorovateľná ako

slabo svietiaci obal v okolí elektródy. Ostatná časť sa nazýva vonkajšia oblasť korónového výboja. Podľa polarít elektródy je možné rozdeliť korónu na kladnú alebo zápornú. Vo všetkých plynch je iba kladná koróna, kde vo vonkajšej oblasti sa nachádzajú iba kladné ióny. Záporná koróna býva stabilná iba v elektronegatívnych plynch, kde vo vonkajšej oblasti sa nachádzajú iba elektróny. Z toho vyplýva, že ionizovaný plyn nie je plazmou alebo je plazmou iba v korunujúcej vrstve.[9]

Tlejivý výboj

Tlejivý výboj nastáva pri zníženom tlaku ($1 \cdot 10^{-3}$ Pa) a pri nízkych prúdoch $0,1 - 100$ mA. Je charakterizovaný stacionárnou prúdovou hustou ($10^{-1} - 10$) $A \cdot m^{-2}$ a je sprevádzaný svetlom v značnej časti výbojovej dráhy. Toto svetlo je charakteristické pre daný plyn. Rozloženie potenciálu medzi elektródami je vždy nerovnomerné. Celková štruktúra tlejivého výboja pozostáva z oblastí tzv. záporného svetla a kladného stĺpca, ktoré jasne svietia a z tmavých priestorov (**Obr. 1.3**). Najväčší význam má kladný stĺpec pretože jeho dĺžku je možné meniť zväčšovaním výbojky. Dĺžky ostatných častí sú dané tlakom plynu vo výbojke a teda sa nemenia pri zmene dĺžky.[10]



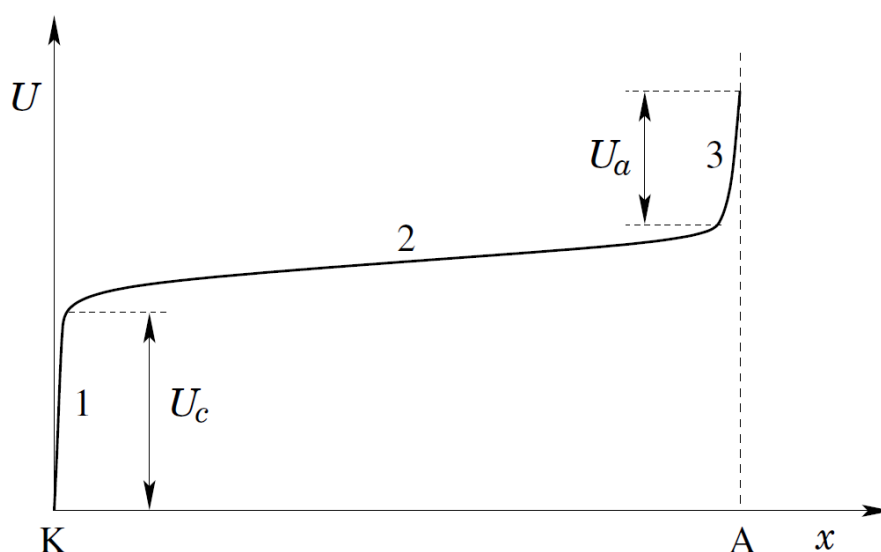
Obr. 1.3 Oblasti v tlejivom výboji [8]

Elektrické pole je najsilnejšie v blízkosti katódy a následne lineárne klesá až k hranici záporného svetla. Táto vzdialenosť sa nazýva hrúbka katódového spádu a rast potenciálu cez túto vzdialenosť je možné označiť ako katódový spád potenciálu. V ďalších častiach výboja je už elektrické pole konštantné, pri anóde sa elektrické pole zosilňuje, s čím súvisí nárast potenciálu U_a - anódový spád potenciálu. Pri katóde (anóde) vznikajú oblasti s nadbytkom kladného (záporného) náboja, čím sa významne narušuje kvázineutralita. Dôvodom je obmedzená miera emitovania elektrónov katódy a nulová emisia kladných iónov z anódy. V oblastiach kladného stĺpca a záporného svetla je splnená podmienka kvázineutrality. Všeobecne je možné povedať že vedenie elektrického prúdu zabezpečujú elektróny okrem oblasti katódového spádu. Vo Faradayovom tmavom priestore napriek rovnakej koncentrácii elektrónov a iónov nie je možné hovoriť o plazme z dôvodu prevahy usmerneného pohybu od katódového priestoru. Kladný stĺpec taktiež nemusí byť homogénnou plazmou ale môže nadobudnúť pásovú štruktúru (striedanie svetlých

a tmavých vrstiev. Pri zvyšovaní dodávaného prúdu sa začne zahrievať katóda pôsobením dopadajúcich kladných iónov. Týmto spôsobom môže byť potenciálová emisia elektrónov nahradená termoemisiou alebo autoemisiou a tlejivý výboj prechádza do oblúkového.[9]

Oblúkový výboj

Oblúkový výboj vzniká pri širokom rozmedzí tlakov (od vákua až po MPa) a pri prúdoch vyšších ako 1 A. Zvyčajná hodnota napätia pri tomto výboji je na úrovni desiatok voltov. Pribeh potenciálu pozdĺž oblúka je možné vidieť na **Obr. 1.4**.



Obr. 1.4 Rozloženie napätia v oblúku[9]

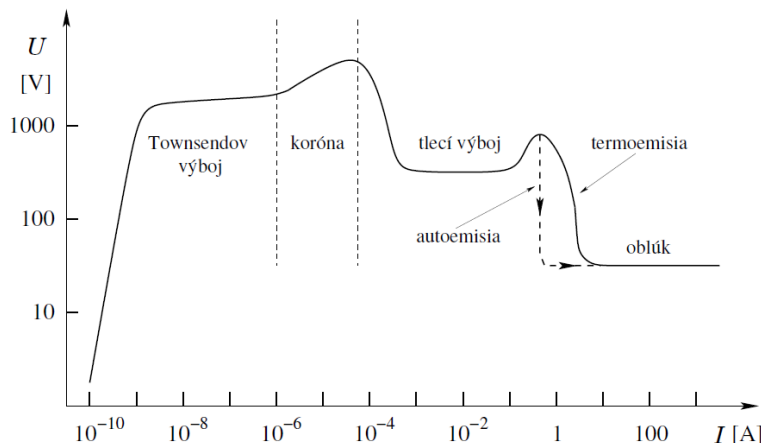
Priestorová štruktúra pozostáva z katódového spádu U_c , katódového stĺpca (oblasť 2) a anódového spádu potenciálu U_a . Kladný stĺpec má pri nízkych tlakoch podoné vlastnosti ako v tlejivom výboji. Pri atmosférickom tlaku sú všetky zložky kladného stĺpca v stave blízkom termodynamickej rovnováhe. Dĺžka kladného stĺpca a teda aj dĺžka oblúka nie je ohraničená a závisí od veľkosti napätia a vzdialenosti elektród. Pri priblížení elektród kladný stĺpec zaniká a zostáva iba katódový a anódový spád.

V katódovom spáde sa uplatňuje okrem potenciálovej emisie (podobne ako to bolo pri tlejivom oblúku) termoemisia elektrónov z katódy, ktorá prevažuje nad potenciálovou. Hrúbka katódového spádu má rozmer v ráde stoviek nm, z toho dôvodu je intenzita elektrického poľa veľmi vysoká (do $10^8 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$). Experimenty ukázali, že sa výnane prejavuje aj autoemisia práve kvôli pôsobeniu tejto vysokej intenzity elektrického poľa.

Anódový spád potenciálu má podobné vlastnosti ako pri tlejivom výboji. Taktiež z dôvodu vysokých prúdov je možné pozorovať silný ohrev anódy. Pri výboji, ktorý horí pri nižšom tlaku, môže dôjsť k situácii, že anódový spád potenciálu bude nadobúdať záporné hodnoty, čo znamená, že elektróny budú brzdené.[9]

Evolúcia výboja

Pre všeobecnú predstavu o výbojoch, je možné zobrazit' napätia medzi anódou a katódou ako funkciu prúdu oblúka. Postupný vývoj výboja je možné vidieť na obrázku **Obr. 1.5**.



Obr. 1.5 Vývoj výboja [9]

Na začiatku je vytvorený nesamostatný Townsendov výboj s nízkym prúdom pri vysokej hodnote napätia. Ďalšie zvyšovanie napätia spôsobuje prechod na samostatný výboj. Pri splnení podmienok pre korónový výboj sa zapaluje najskôr tento výboj. Inak sa zapaluje tlejivý alebo priamo oblúkový výboj. Zvyšovaním napätie v koróne sa zväčšuje koronujúca vrstva a prechádza do tlejivého výboja a pri atmosférickom tlaku do oblúkového výboja, pričom na elektródach dochádza k výraznému poklesu napätia. Priebeh voltampérovej charakteristiky vykazuje kladný charakter iba po korónový výboj. Z tohto dôvodu je nutné využívať napájanie prúdovými zdrojmi pre tvorbu elektrických výbojov.[9]

1.3 Elektrická vodivosť kvapalných izolantov

Elektrická vodivosť kvapalných izolantov súvisí s ich chemickým zložením, štruktúrou, obsahom nečistôt a prímiesí.

Podľa chemických väzieb je ich možné rozdeliť na:

Kvapaliny s kovalentnými väzbami

Tieto kvapaliny majú v čistom stave (bez nečistôt) elektroizolačné vlastnosti. Rozdeľujú sa podľa väzieb, ktoré sa v nich nachádzajú na: neutrálne, dipólové a silno dipólové.

Kvapaliny s iónovými alebo prevažne iónovými väzbami

Jedná sa o taveniny tuhých látok (solí) s iónovými alebo roztoky takých látok v ionizujúcom rozpúšťadle. Sú to elektrolyty- vodiče druhej triedy. Sú dobrými vodičmi elektrického prúdu ale pritom dochádza k zmenám ich chemického zloženia.

Látky s kovovými väzbami

Jedná sa o kovy a zliatiny kovov v kvapalnom stave, ktoré sú vodiče prvej triedy. Sú dobrými vodičmi elektrického prúdu. Pri prechode prúdu nedochádza ku chemickým zmenám

Pre látky s elektrizačnými vlastnosťami, ktoré majú kovalentné väzby v molekulách, ich elektrická vlastnosť závisí na obsahu disociovaných prímiesí (nečistôt) v neutrálnych kvapalinách, v prípade dipólových kvapalín okrem disociovaných nečistôt aj na disociácii vlastných molekúl kvapaliny. [1]

Charakteristika iónovej vodivosti kvapalín

Mechanizmus pohybu iónov je založený na preskokoch iónov medzi rovnovážnymi polohami oddelenými potenciálovými bariérami. Vykazujú silnú závislosť konduktivity na teplote, ktorá je vyvolaná teplotnou zmenou driftovej pohyblivosti iónov. [1]

Elektroforetická vodivosť

Vyskytuje sa v koloidných látkach. Je charakterizovaná tým, že voľnými nositeľmi náboja sú koloidné častice. V kvapalinách sa objavujú 2 základné typy koloidných sústav a to: emulzia a suspenzia.

Emulzia sa skladá z dvoch kvapalných fáz, ktoré sa navzájom miešajú len obmedzene alebo sa nemiešajú vôbec, pričom je jedna fáza v druhej rozptýlená v podobe jemných kvapiek. Priložením elektrického poľa sa elektricky nabité koloidné častice uvedú do pohybu. Od elektrolyzy sa elektroforéza odlišuje tým, že sa na elektródach nevytvorujú nové látky. [1]

Elektrolýza

Elektrolýza je elektrochemický jav, spôsobený priechodom jednosmerného elektrického prúdu kvapalinou-elektrolytom, pri ktorom dochádza k chemickým zmenám na elektródach. Z fyzikálneho hľadiska dochádza k výmene elektrónov (v prípade kovov), alebo iónov (v prípade roztokoch alebo taveninách elektrolytov) Kladné ióny sa pohybujú k zápornej elektróde a záporné ióny ku kladnej elektróde. Na elektródach potom môže dochádzať k chemickým reakciám. Všeobecne elektrolyty sú zlúčeniny, ktorých molekuly sa pri rozpúšťaní alebo tavení štiepia na ióny. Štiepenie molekúl sa inak nazýva disociácia. Roztoky a taveniny týchto zlúčenín sú schopné viesť elektrický prúd. Podľa stupňa disociácie môžeme rozdeliť elektrolyty na slabé a silné.[11]

2. POHYB NABITÝCH ČASTÍC V ELEKTROMAGNETICKÝCH POLIACH

V tejto kapitole je popísaný pohyb nabitých častíc v prítomnosti elektrických a magnetických polí ako funkcie miesta a času. Kvôli zjednodušeniu sa predpokladá, že častice neovplyvňujú elektrické a magnetické polia. [12]

Rovnica pohybu častice s nábojom q , pod vplyvom Lorentzovej sily – pôsobeniu elektrického poľa \mathbf{E} a magnetického poľa \mathbf{B} môže byť popísaná ako:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.1)$$

Kde m je hmotnosť častice, \mathbf{v} je rýchlosť častice, t je čas, q je elektrický náboj, \mathbf{E} je vektor intenzity elektrického poľa, \mathbf{B} je vektor magnetickej indukcie

Táto rovnica je relativisticky správna pri uvažovaní, že hybnosť je rovná:

$$\mathbf{p} = \gamma_L m_0 \mathbf{v} \quad (2.2)$$

Kde m_0 je pokojová hmotnosť častice a γ_L je Lorentzov faktor, ktorý je definovaný ako:

$$\gamma_L = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad (2.3)$$

Kde c je rýchlosť svetla vo vákuu.

Potom relativistická rovnica môže byť definovaná ako:

$$\gamma_L m \frac{d\mathbf{v}}{dt} + q \left(\frac{\mathbf{v}}{c^2}\right) (\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}) = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.4)$$

V mnohých praktických situáciách je člen $\frac{v^2}{c^2}$ zanedbateľný. V prípade, že $\frac{v^2}{c^2} \ll 1$ je $\gamma_L \cong 1$ a hmotnosť m môže byť považovaná za konštantu. Tým pádom je nerelativistická rovnica zredukovaná na [12]:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.5)$$

2.1 Pohyb nabitých častíc v homogénnom elektrickom poli

Sila, ktorá pôsobí na nabitú časticu v homogénnom elektrickom poli je možné vyjadriť vzorcom:

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{E} \quad (2.6)$$

Kde m je hmotnosť častice, \mathbf{v} je rýchlosť častice, t je čas, q je elektrický náboj, \mathbf{E} je intenzita elektrického poľa

Integráciou tejto rovnice získavame rovnicu hybnosti:

$$\mathbf{p}(t) = q\mathbf{E}t + \mathbf{p}_0 \quad (2.7)$$

Kde \mathbf{p}_0 je počiatočná hybnosť častice

Využitím nerelativistickej rovnice a jej následnou integráciou je získaná rovnica polohy \mathbf{r} častice závislá na čase

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v} = m \frac{d\mathbf{r}}{dt} \quad (2.8)$$

$$\mathbf{r}(t) = \frac{1}{2} \left(\frac{q\mathbf{E}}{m} \right) t^2 + \mathbf{v}_0 t + \mathbf{r}_0 \quad (2.9)$$

Kde \mathbf{r}_0 je počiatočná poloha častice, \mathbf{v}_0 je počiatočná rýchlosť častice.

Z toho vyplýva že častica sa pohybuje s konštantným zrýchlením $q\mathbf{E}/m$ v smere elektrického poľa keď veľkosť náboja $q > 0$ a v opačnom smere keď $q < 0$. V smere kolmom na elektrické pole nevzniká zrýchlenie a pohyb častice sa nemení. [12]

2.2 Pohyb častice v homogénnom magnetickom poli

Silu, ktorá pôsobí na nabitú časticu v homogénnom magnetickom poli je možné popísať rovnicou

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.10)$$

Z tejto rovnice vyplýva, že častica v pokoji nebude ovplyvňovaná magnetickým polom. Rovnaký prípad nastane v prípade pohybu častice pozdĺž indukčných čiar. Ak je však rýchlosť kolmá na smer magnetického poľa \mathbf{B} , potom pole \mathbf{B} urýchľuje časticu smerom, ktorý je kolmý na oba vektory \mathbf{v} aj \mathbf{B} . Je to dostredivé zrýchlenie veľkosti v^2/R_k , ktoré v homogénnom magnetickom poli spôsobí pohyb častice po kružnici s polomerom R_k . Veľkosť dostredivej sily je možné vypočítať pomocou nasledujúceho vzorca:

$$F = m \frac{v^2}{R_k} \quad (2.11)$$

A veľkosti magnetickej sily F_{mag} je možné vypočítať ako

$$F_{mag} = qvB \quad (2.12)$$

Spojením rovníc (5.11) a (5.12) je získaný vzťah

$$m \frac{v^2}{R_k} = qvB \quad (2.13)$$

Z tejto rovnice je možné vypočítať polomer R_k kružnice, po ktorej sa častica v magnetickom poli pohybuje

$$R_k = \frac{mv}{qB} \quad (2.14)$$

Z toho vyplýva, že polomer je priamo úmerný hmotnosti a rýchlosti častice a nepriamo úmerný veľkosti magnetickej indukcie. Ťažšie častice sa budú danou rýchlosťou a v danom poli pohybovať po kružniciach s väčším polomerom ako napr. rovnako rýchle elektróny.

Frekvencia obehov častice po kružnici ω_f je daná výrazom

$$\omega_f = \frac{v}{R_k} = \frac{q}{m} B \quad (2.15)$$

Ak má častica v magnetickom poli počiatočnú rýchlosť v_0 , ktorá nie je kolmá na vektor magnetickej indukcie, možno ju rozložiť na zložku v_b , pozdĺž indukčnej čiary a zložku v_k , ktorá je na ňu kolmá. V smere indukčných čiar sa častica bude pohybovať rovnomerne (pole nebude pôsobiť na časticu v tomto smere) a v priečnej po kružnici. Zložením týchto pohybov vzniká skrutkovica s polomerom

$$R_k = \frac{mv_k}{qB} \quad (2.16)$$

A s konštantným stúpaním s

$$s = v_b T = 2\pi \frac{v_b}{\omega_c} = 2\pi \frac{mv_b}{qB} \quad (2.17)$$

Zo vzťahu vyplýva, že so zvyšujúcou sa magnetickou indukciou sa znižuje polomer skrutkovice. Magnetické pole má na pohybujúce sa častice „kompresný účinok“ okolo indukčných čiar. [13]

2.3 Pohyb nabitých častíc v homogénnom elektrickom a stacionárnom magnetickom poli

V prípade nabitej častice pohybujúcej sa v elektrickom a magnetickom poli, je možné popísať silu, ktorá na ňu pôsobí ako Lorentzovu silu [14]:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.18)$$

V tomto prípade je výhodné rozdeliť vektor elektrickej intenzity na kolmú a pozdĺžnu zložku.

V prípade nepôsobiacej kolmej zložky elektrickej intenzity, bude výsledný pohyb popísaný zložením pohybu po kružnici a rovnomerne zrýchleného priamočiareho pohybu v kolmom smere. To znamená, že k pohybu po kružnici sa pripojí urýchľovanie v smere magnetického poľa. Výslednou trajektóriou bude skrutkovica s premenným stúpaním.

Ak bude elektrické a magnetické pole skrížené a budú zvierat pravý uhol, je možné pozorovať driftový pohyb kolmý na smer magnetického pola, ktorý je spôsobený elektrickým poľom.[14]

3. TEÓRIA ELEKTROMAGNETICKÉHO POĽA

Maxwellove rovnice sú základné zákony v makroskopickej teórii elektromagnetického poľa, ktoré sformuloval James Clerk Maxwell v roku 1865. Je ich možné popísať buď v integrálnom alebo v diferenciálnom tvare. V integrálnom tvare popisujú elektromagnetické pole v istej oblasti, zatiaľ čo v diferenciálnom tvare popisujú určitý bod tejto oblasti. [15]

3.1 Zákon celkového prúdu, zovšeobecnený Ampérov zákon

Rotácia vektoru intenzity magnetického poľa \mathbf{H} sa rovná hustote prúdu \mathbf{j} a hustote posuvného (Maxwellovho) prúdu $\partial \mathbf{D} / \partial t$, kde \mathbf{D} je vektor elektrickej indukcie.

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (3.1)$$

3.2 Zákon elektromagnetickej indukcie, Faradayov indukčný zákon

Rotácia vektoru intenzity elektrického poľa \mathbf{E} je rovná záporne vzatej derivácii magnetickej indukcie \mathbf{B} . To znamená, že elektrické a magnetické pole sú spolu jendnoznačne zviazané.

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.2)$$

3.3 Gaussov zákon elektrostatiky

Jedná sa o Poissonovu rovnicu, ktorá tvrdí, že divergencia vektoru elektrickej indukcie \mathbf{D} sa rovná objemovej hustote voľného náboja ρ_f . Zdrojom elektrického poľa je teda náboj. V prostredí bez prítomnosti voľných nábojov je pravá strana rovná nule a tak prechádza na Laplaceovu rovnicu

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho_f \quad (3.3)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 0 \quad (3.4)$$

3.4 Zákon spojitosti indukčného toku

Divergencia poľa magnetickej indukcie je vždy nulová.

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (3.5)$$

Na základe týchto rovníc sú popísané všetky vzťahy a zákonitosti elektromagnetického poľa. Tento systém rovníc, musí byť doplnený vzťahmi, ktoré definujú väzby s materiálovými vlastnosťami

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = (1 + \chi_e) \varepsilon_0 \mathbf{E} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (3.6)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{M} + \mathbf{H}) = (1 + \chi_m) \mu_0 \mathbf{H} = \mu \mathbf{H} \quad (3.7)$$

Kde χ_e - je elektrická susceptibilita, χ_m - je magnetická susceptibilita, ε je permitivita, μ je magnetická permeabilita, \mathbf{P} je vektor polarizácie, \mathbf{M} je vektor magnetizácie a γ je merná elektrická vodivosť. [15]

4. HYDRODYNAMIKA

Dynamika tekutín sa zaoberá pohybom kvapalín a plynov, ktoré z makroskopického hľadiska sa zdajú byť spojité. Rovnice, ktoré popisujú prúdenie sa nazývajú Navier-Stokesove. Jedná sa o skupinu nelineárnych parciálnych diferenciálnych rovníc. Tieto rovnice sú časovo závislé a skladajú sa z rovnice kontinuity, troch rovníc o zachovaní hybnosti a rovnici o zachovaní energie. Rovnice obsahujú štyri nezávislé premenné- súradnice x, y, z , čas t a šesť závislých premenných- tlak p_T , hustota ρ , teplota T a 3 súradnice vektora rýchlosti \mathbf{v} . Pre popis plynov sa pridáva rovnica ideálneho plynu:

$$p_T V = nRT \quad (4.1)$$

Kde V je objem tekutiny, n je látkové množstvo, R je mólová plynová konštanta. Pomocou týchto rovníc je možné popísať všetky závislé premenné:

Rovnica kontinuity:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (4.2)$$

Rovnica o zachovaní pohybu:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p_T + \mathbf{F} + \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \mathbf{v} \quad (4.3)$$

Rovnica o zachovaní energie:

$$\rho \left(\frac{\partial E_{kT}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla E_{kT} \right) - \nabla \cdot (K_H \nabla T) + p_T \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (4.4)$$

Kde E_{kT} je termodynamická vnútorná energia, K_H koeficient tepelnej vodivosti, \mathbf{F} vonkajšia sila pôsobiaca na jednotku hmotnosti, operátor nabla $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{k}$.

[16]

Tieto rovnice sú základom pre simulačné výpočty prúdenia tekutín.

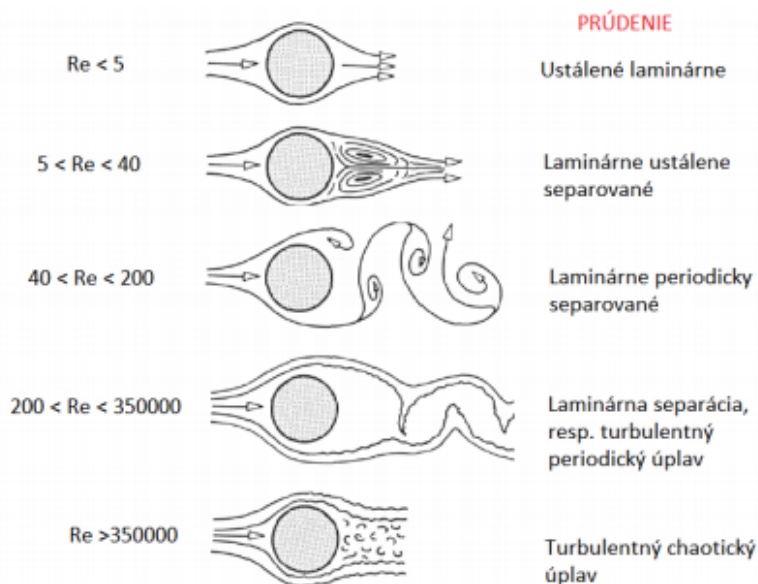
4.1 Laminárne a turbulentné prúdenie, Reynoldsovo číslo

Podľa charakteru toku sa rozlišujú dva základné typy prúdenia a to laminárne a turbulentné. Pri laminárnom prúdení sa jednotlivé vrstvy tekutiny pohybujú hladko vo vrstvách. Naproti tomu turbulentné prúdenie sa vyznačuje neregulárnou fluktuáciou a miešaním vrstiev tekutiny. V turbulentnom toku sa teda rýchlosť v danom bode neustále mení. Veličina, ktorá popisuje či sa jedná o laminárne alebo turbulentné prúdenie sa nazýva Reynoldsovo číslo:

$$Re = \frac{dv}{\nu} \quad (4.5)$$

Kde Re je Reynoldsovo číslo, v je stredná rýchlosť prúdenia v trubici, d je vzdialenosť, ν je kinematická viskozita.

Ak je Reynoldsovo číslo menšie než jeho kritická hodnota je prúdenie laminárne, v opačnom prípade je turbulentné. Kritická hodnota býva rozmedzí 2000-2500. [17]
Na **Obr. 4.1** vyznačená závislosť typu prúdenia na Reynoldsovom čísle.



Obr. 4.1 Typ prúdenia v závislosti od Reynoldsovho čísla[18]

Turbulentné prúdenie je komplexné a je náročné ho priamo vyjadriť z Navier-Stokesových rovníc preto sa na opis turbulentného toku používajú matematické modely turbulentného prúdenia.

4.2 Matematické modely turbulentného prúdenia

Existujú 3 možné spôsoby modelovania turbulentného prúdenia

Metóda priamej simulácie (DNS)- Táto metóda priamo počíta Navier-Stokesove rovnice. Vyžaduje si veľmi jemnú výpočtovú sieť, pretože veľkosť buniek rádovo odpovedá veľkosti najmenších vírov. Z tohto dôvodu a teda aj časovej náročnosti je táto metóda nepoužiteľná pre praktické problémy

Metóda veľkých vírov (LES)- Táto metóda je založená na priamom počítaní veľkých vírov ako priestorovo a časovo závislých útvarov. Malé víry sú modelované. Z tohto dôvodu je možné použiť hrubšiu sieť ako pri metóde priamej simulácie. Výpočet menej náročný a rýchlejší ako pri metóde priameho výpočtu.

Metódy časového priemerovania- Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS)- Tieto metódy sa radia medzi najpoužívanejšie. Ich princípom je modelovanie vírov všetkých veľkostí pomocou časovo spriemerovaných hodnôt prúdenia.[19]

4.2.1 Metódy časového priemerovania RANS

Tieto metódy využívajú k popisu turbulentného prúdenia pravdepodobnostne-štatistický prístup. Preto sa využíva úprava rovníc pre výpočet štatisticky stredných stavov, táto úprava sa nazýva Reynoldsove časové priemerovanie. Zakladá sa na fakte, že priemerná hodnota veličiny v rôznych časových okamihoch a z rôzne dlhých časových intervaloch bude rovnaká.

Všeobecnú časovo závislú veličinu ϕ je možné rozložiť na jej strednú (priemernú) hodnotu $\bar{\phi}$ a flukтуаčnú zložku ϕ' .

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (4.6)$$

Pre strednú hodnotu potom platí

$$\bar{\phi} = \frac{1}{T} \int_0^T \phi(t) \cdot dt \quad (4.7)$$

Zároveň platí, že priemerná hodnota fluktuácií v danom časovom intervale je nulová

$$\overline{\phi'} = 0 \quad (4.8)$$



Obr. 4.2 Zobrazenie flukтуаčnej zložky a strednej hodnoty veličiny [20]

Takto rozložené veličiny sú dosadené do rovnice kontinuity a do Navier-Stokesových rovníc. Touto úpravou sú získané Reynoldsove rovnice.

Spriemerovaná rovnica kontinuity je definovaná ako:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{v}_i) = 0 \quad (4.9)$$

Reynoldsova rovnica

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{v}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \bar{v}_i \bar{v}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j}(-\rho \bar{v}'_i \bar{v}'_j) \quad (4.10)$$

Člen $(-\rho \bar{v}'_i \bar{v}'_j)$ je tenzor Reynoldsovho napätia, ktorý súvisí s fluktuáciou rýchlostí. Toto napätia vzniká iba pri turbulentnom prúdení. RANS modely sa líšia teda v spôsobe výpočtu tohto člena. [20]

Boussinesquova hypotéza je základom väčšiny matematických modelov turbulencie. Popisuje lokálny stav turbulencie vírovou (turbulentnou) viskozitou pomocou rýchlostného meradla v a dĺžkového meradla l ; $\mu_t \approx l \cdot v$

Predpoklad hypotézy: Podobne ako pri laminárnom prúdení, sú turbulentné napätia a turbulentné toky úmerné gradientu strednej rýchlosti.

$$\tau = \mu_H \frac{dv}{dy} \quad (4.11)$$

$$\tau_t = \mu_t \frac{\partial v}{\partial y} \quad (4.12)$$

Kde μ_H je laminárna viskozita, μ_t je vírová turbulentná viskozita, τ, τ_t sú šmykové trenia laminárneho a turbulentného prúdenia.

Všeobecne:

$$(-\rho \bar{v}'_i \bar{v}'_j) = \eta \cdot \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \cdot \rho \cdot k \cdot \delta_{ij} \quad (4.13)$$

Kde k je turbulentná kinetická energia:

$$k = \frac{1}{2} \bar{v}'_i \bar{v}'_j \quad (4.14)$$

Turbulentná viskozita je vlastnosť prúdenia (nie kvapaliny), je silno závislá na miere turbulencie.[21]

4.2.2 Turbulentné modely

Existuje viacero turbulentných modelov, ktoré sú vhodné na rôzne typy turbulentného prúdenia. Rozdeľujú sa podľa počtu rovníc na:

Spalart-Allmaras – jedno rovnícový model, ktorý priamo počíta turbulentnú viskozitu. Bol navrhnutý pre letecké aplikácie. Jeho výhodou je vhodnosť pre hrubšie

výpočtové siete. Je vhodný na výpočet menej náročných externých a interných prúdení a prúdenia pri stenách pod tlakovým gradientom ako napríklad obtekanie stien. Nie je vhodný na 3D analýzy.

Modely k-ε sú dvoj rovnicové turbulentné modely, určujú dĺžkové a časové meradlo pomocou dvoch samostatných transportných rovníc. Sú riešené transportné rovnice pre kinetickú energiu turbulencie a disipáciu kinetickej energie. Reynoldsove napätia sú modelované podľa turbulentnej viskozity podľa Boussinesquovej hypotézy. [19]

Modely k-ω - sú dvojrovnícové modely podobne ako k-ε modely. Riešia rovnicu pre turbulentnú kinetickú energiu k a špecifickú disipáciu energie ω. Rovnica pre špecifickú disipáciu energie má oproti rovnici pre ε výhodu v tom, že túto rovnicu je možné integrovať bez ďalších podmienok cez viskóznou podvrstvu. Modely k- ω lepšie predpovedajú záporný tlakový gradient a prúdenie v medzných vrstvách. [19]

Reynolds stress – Reynoldsove napätia sú počítané priamo z transportných rovníc (počíta šesť nezávislých reynoldsových napätí pomocou šiestich diferenciálnych rovníc), vyhýbajúc sa predpokladu izotropickej viskozity ako je to pri ostatných modeloch. Je vhodný na modelovanie vysoko vírivých prúdov ako napríklad rotujúce prúdenie, vírivé zapalovanie s veľkými vírmi, cyklóny. Jeho nevýhodou je vysoká výpočtová náročnosť a nízka stabilita výpočtu. Tieto nároky nevykazujú zvýšenú presnosť oproti modelom založených na turbulentnej viskozite. Je vhodný na modelovanie prúdení v ktorých prevažujú víry alebo rotácie. [19]

4.3 Prenos tepla

S pohybom tekutín zvyčajne súvisí aj prenos tepla. Prenos tepla je dej, pri ktorom dochádza k prevádzaniu tepelnej energie medzi sústavou a okolím alebo medzi dvoma sústavami. Existujú 3 základné spôsoby prenosu tepla a to:

Prenos tepla vedením

Dochádza k nemu v hmotnom prostredí. Hlavným princípom je predávanie energie častíc vzájomnými zrážkami. Pri tomto spôsobe prenosu tepla nedochádza k pohybu prostredia. Tepelný tok Q prenosu tepla vedením je definovaný Fourierovým zákonom:

$$Q = -\lambda_T \cdot S \cdot \nabla T \quad (4.15)$$

λ_T súčiniteľ tepelnej vodivosti, S izotermická plocha kolmá k tepelnému toku

Hustota tepelného toku j_q je potom definovaná ako:

$$j_q = -\lambda_T \cdot \nabla T \quad (4.16)$$

Prenos tepla prúdením

Taktiež k nemu dochádza v hmotnom prostredí- plyny a kvapaliny. Energiu prenášajú častice prostredie, ktoré sa v makroskopickom meradle premiestňujú. Existujú dva typy prenosu tepla prúdením a to : voľné prúdenie a nútené prúdenie. Voľné prúdenie je spôsobené iba rozdielnou hustotou látky, ktorá je vyvolaná rôznou teplotou. Nútené prúdenie je spôsobené umelo vytvoreným rozdielom tlakov. V tomto prípade dochádza k rýchlejšiemu vyrovnaniu teplotných rozdielov v tekutine. Pri prúdení tekutín okolo pevných telies sa vytvára medzná laminárna vrstva s nízkou tepelnou vodivosťou, v ktorej sa prenos tepla uskutočňuje iba vedením.

Tepelný tok Q v potrubí je možné vyjadriť ako:

$$Q = V \cdot \rho \cdot c_p (T_2 - T_1) \quad (4.17)$$

Kde $(T_2 - T_1)$ je rozdiel teplôt, ktorý vytvorí prúdenie, c_p je merná tepelná kapacita

Vo voľnom priestore dochádza k miešaniu tekutiny a zložitému prúdeniu, ktoré nie je možné jednoducho popísať.

Prenos tepla žiarením

Dochádza k nemu v akomkoľvek prostredí (aj vákuum). Energia je prenášaná pomocou elektromagnetického žiarenia. Veľkosť vyžiarenej energie závisí na absolútnej teplote telesa. Taktiež každé teleso elektromagnetické žiarenie pohlcuje.

Vlastná žiarivosť E_0 čierneho telesa je definovaná Steffan-Boltzmanovým zákonom

$$E_0 = \sigma_0 \cdot T^4 \quad (4.18)$$

Kde σ_0 je Stefanova-Boltzmannova konštanta

Následne tepelný tok takéhoto telesa je možné písať ako:

$$Q_0 = \sigma_0 \cdot S \cdot T^4 \quad (4.19)$$

$$j_{q0} = \sigma_0 \cdot T^4 \quad (4.20)$$

V prípade nedokonalých žiaričov (sivé telesá) je do rovníc pridaný člen ε_z , ktorý vyjadruje pomernú žiarivosť sivého telesa.

$$Q_z = \sigma_0 \cdot \varepsilon_z \cdot S \cdot T^4 \quad (4.21)$$

$$j_{qz} = \sigma_0 \cdot \varepsilon_z \cdot T^4 \quad (4.22)$$

[22][23]

5. MAGNETOHYDRODYNAMIKA-MHD

Magnetohydrodynamika spája téorie z oblasti prúdenia tekutín a elektromagnetizmu. Presnejšie sa zaoberá pôsobením magnetického poľa na elektricky vodivé tekutiny.

Aspekty dynamiky tekutín MHD sú riešené pomocou pridania elektromagnetickej sily do Eulerových alebo Navier-Stokesových rovníc. Hustota magnetickej sily $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ je sumou Lorentzových síl pôsobiacich na všetky nabité častice v jednotkovom objeme.[24]

Navier-Stokesovú rovnicu pohybu pre magnetohydrodynamiku je možné získať z pôvodnej rovnice pridaním Lorentzovej sily. Táto upravená rovnica je definovaná ako:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p_T + \frac{1}{\rho} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) + \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \mathbf{v} \quad (5.1)$$

Zdroj Joulovho tepla Q_j je pridaný do rovnice o zachovaní energie v tvare:

$$Q_j = \frac{j^2}{\sigma} \quad (5.2)$$

Rovnicu magnetickej indukcie je možné popísať ako[24]:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\sigma \mu} \Delta \mathbf{B} \quad (5.3)$$

Kde $\frac{1}{\sigma \mu} = \eta_m$ je magnetická difúzivita

5.1 Magnetické Reynoldsovo číslo

Pôsobenie elektromagnetizmu na tekutiny je vyjadrené pomocou Lorentzovej sily a Joulovho tepla, ktoré sú zdrojovými členmi v rovnici hybnosti a rovnici energie. Týmto je vytvorené matematické spojenie od Maxwellových rovníc ku Navier-Stokesovým rovniciam. Na druhej strane prúdenie vstupuje do elektromagnetizmu prítomnosťou rýchlosti v rovnici pre výpočet prúdovej hustoty.

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (5.4)$$

Týmto spôsobom je vytvorené opačné spojenie z Navier-Stokesových rovníc smerom k Maxwellovým rovniciam.

Z dôvodu obojsmerného prepojenia, celá sada parciálnych diferenciálnych rovníc by mala byť riešená súčasne, pričom vzniká numerický problém (analytické riešenie všeobecne v priemysle býva často nemožné). Ak by sa tekutina pohybovala nízkou rýchlosťou je možné zanedbať prepojenie z Maxwellových rovníc k Navier-Stokesovým. [6]

Magnetické Reynoldsové číslo

Porovnaním oboch členov rovnice (5.3) v skalárnom bezdimenzionálnom tvare je možné určiť ich vzájomnú dôležitosť. Tento vzťah býva popísaný magnetickým Reynoldsoвым číslom:

$$R_m := \frac{|\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})|}{|\eta_m \Delta \mathbf{B}|} \quad (5.5)$$

V prípade, že $R_m \ll 1$ tak v magnetických poliach dominuje difúzny člen a konvektívny člen môže byť zanedbaný. Týmto spôsobom je možné popísať prúdenie tekutých kovov a relatívne nízko prúdiacich plazmách. Nízka rýchlosť znamená, že magnetické pole produkované elektrickým prúdom vytvorené v „zamrznutej“ plazme, nie je deformované prúdením plazmy. V takomto prípade magnetické pole je nízko spojené s prúdením a môže byť riešené samostatne ak sú známe elektrické prúdy. Magnetické Reynoldsovo číslo môže byť definované aj charakteristickými fyzikálnymi veličinami. Čitateľ sa zväčšuje s vB/l a menovateľ $\eta_m B/l^2$.

S využitím týchto pomerov je možné prepísať rovnicu na[6]:

$$R_m \approx \frac{vl}{\eta_m} = vl\sigma\mu \quad (5.6)$$

5.2 Difúzia a konvekcia

Difúzia a konvekcia sú dôležitými parametrami v oblasti MHD, ktoré popisujú šírenie magnetického poľa v priestore.

V tomto prípade bude rýchlosť tekutiny uvažovaná ako známa a NSE budú ignorované.

Z Maxwellových rovníc je možné úpravou získať nasledujúcu rovnicu

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\mu\sigma} \Delta \mathbf{B} \quad (5.7)$$

$\frac{1}{\mu\sigma}$ – magnetická difúzivita

Použitím rotácie Navier-Stokesových rovníc je možné získať rovnicu vorticity

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}) + \frac{\eta}{\rho} \Delta \boldsymbol{\omega} \quad (5.8)$$

Kde $\boldsymbol{\omega}$ je vorticity.

Tvar týchto rovníc je podobný ale rýchlosť \mathbf{v} má iný vzťah k $\boldsymbol{\omega}$ ako k \mathbf{B} .

V prípade že gradient rýchlosti \mathbf{v} je nulový ($\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$) je možné použiť vektorovú identitu a prepísať rovnicu (5.7) na

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{B} = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \eta_m \Delta \mathbf{B} \quad (5.9)$$

Členy na ľavej strane rovnice popisujú totálny diferenciál magnetickej indukcie. Člen $(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{B}$ predstavuje zmenu magnetického poľa časticami tekutiny, ktoré vstupujú alebo vystupujú z infinitezimálneho objemu. Tento člen je významný iba v prípade, že smer prúdenia je paralelný na smer najväčšej zmeny magnetickej indukcie. Člen $(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{v}$ predstavuje tvorbu poľa roztáhovaním prúdnic. Tento člen nie je významný v jednoduchých prípadoch ako napríklad v plošnom prúdení s magnetickým poľom smerujúcim kolmo na toto prúdenie. Člen $\frac{1}{\mu\sigma}\Delta\mathbf{B}$ vyjadruje difúziu magnetického poľa.

V prípade, že rýchlosť $\mathbf{v} = 0$, rovnica (5.9) môže byť zjednodušená na

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta_m \Delta \mathbf{B} \quad (5.10)$$

Táto rovnica zodpovedá rovnici difúzie tepla, a z toho je možné vyvodit', že rovnako ako v prípade tepla aj pri magnetickom poli je možné iba nastaviť okrajové podmienky a nechať pole difundovať. Nie je možné nastaviť distribúciu v danom médiu.[25]

5.2.1 Konvekcia

V prípade že η_m sa blíži k nule znamená to, že člen difúzie z rovnice (5.9) vypadol.

Rovnica je teda upravená na tvar:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (5.11)$$

Táto rovnica je identická ako rovnica vorticity pre neviskózne tekutiny. Je teda možné využiť dva výsledky teórie vírov (Helmholtzov prvý zákon a Kelvinov teorém) majú analógiu v MHD a bývajú spojené do Alfvénovho teorému, ktorí hovoria, že:

Elementy tekutiny, ktoré ležia na určitej magnetickej siločiare v určitom okamihu zostávajú ležať na tej istej čiare počas celej doby- siločiary sú "zamrznuté" v tekutine.

Podmienka, že η_m sa blíži k nule si vyžaduje vysoké magnetické Reynoldsové číslo. To sa zvyčajne vyskytuje v astrofyzike, kde z dôvodu obrovských dĺžkových meradiel, magnetické Reynoldsové číslo môže presiahnuť hodnoty 10^8 . [25]

5.3 Elektrohydrodynamika-EHD

Elektrohydrodynamika sa zaoberá interakciou elektrického poľa a prúdenia elektricky nevodivej tekutiny. Na popis tejto interakcie sa najčastejšie používa Ohmický model, ktorý bude v tejto kapitole popísaný.

Elektrohydrodynamické systémy zvyčajne bývajú aproximované ako elektrokvázistatické. Pri absencii externých magnetických polí môžu byť magnetické efekty úplne ignorované.

Pre elektrostatické pole platí podmienka:

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (5.12)$$

Použitím Gaussovho zákona je možné zjednodušiť rovnicu vektoru elektrického poľa \mathbf{E} zredukovať na:

$$\nabla \cdot \varepsilon \mathbf{E} = \rho_f \quad (5.13)$$

Kde ρ_f je hustota voľného náboja.

Zachovanie náboja je popísané:

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \nabla \rho_f \mathbf{v} = -\nabla \sigma \mathbf{E} \quad (5.14)$$

Kde σ je konduktivita tekutiny.

Zachovanie hybnosti je popísané rovnicou:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\nabla p_T + \eta \nabla^2 \mathbf{v} + \rho_f \mathbf{E} - \frac{1}{2} E^2 \nabla \varepsilon \quad (5.15)$$

Tieto rovnice sú vhodné pre nestlačiteľné elektricky lineárne dielektriká s rýchlou nábojovou relaxáciou a zanedbateľným difúznym prúdom. [26]

5.4 Ferrohydrodynamika-FHD

Ferrohydrodynamika sa zaoberá mechanikou pohybu tekutín ovplyvňovanej silami magnetickej polarizácie. Rozdiel medzi MHD a FHD je že pri MHD sila, ktorá pôsobí na tekutinu je Lorentzova sila, ktorá sa zvyšuje keď elektrický prúd má smer pod určitým uhlom k smeru magnetického poľa. Avšak FHD nepotrebuje prúdiaci elektrický prúd v tekutine, a väčšinou ani žiadny nebýva. Sila pôsobiaca na teleso v FHD, vzniká v dôsledku magnetizácie materiálu v prítomnosti gradientov magnetického poľa alebo diskontinuit. Podobne, silová interakcia v EHD je zvyčajne spôsobená voľným elektrickým nábojom, na ktorý pôsobí elektrické silové pole. Avšak v FHD je voľný elektrický náboj zvyčajne neexistujúci, analógia elektrického náboja, monopólu nebola v prírode nájdená. Je možné nájsť analógiu medzi FHD a EHD pre elektricky polarizovateľné tekutiny bez náboja vystavené gradientnému elektrickému poľu. Najväčší rozdiel v FHD je veľkosť efektu, ktorý je zvyčajne omnoho menší v elektricky polarizovateľných médiách. [27]

5.4.1 Magnetické tekutiny

Existuje viacero typov magnetických tekutín, kde najhlavnejší typ je koloidný ferrofluid. Koloid je suspenzia jemných častíc v kontinuálnom médiu. Tento typ zahŕňa aj suspenzie, ktoré sa s časom usadajú. Takéto látky sa skladajú z malých (3-15 nm) častíc, z tuhých, magnetických jednodomérových pokrytých molekulovou vrstvou

disperzantu. Tepelné pôsobenie udržuje častice združené kvôli Brownovmu pohybu a pokrytie zabraňuje časticiam zlepiť sa.

Tento typ feromagnetickej tekutiny musí byť syntetizovaný, pretože sa nenachádza v prírode. Taktiež je odlišný od magnetických tekutín pre prevodovky a brzdy, ktoré sú zložené z mikrometrových častíc železa dispergovaných v oleji. Pôsobením magnetického poľa tieto tekutiny stuhnú. Na rozdiel od nich koloidné feromagnetické tekutiny si zanechávajú svoju tekutosť, aj pri veľmi silných magnetických poliach. Typická feromagnetická tekutina obsahuje 10^{23} častíc na meter kubický a je nepriehľadná. Taktiež existujú tekutiny s využitím solí vzácnych kovov, no na vytvorenie dostatočných síl je potrebné využiť silné magnetické polia. Určité čisté látky napr. tekutý kyslík sú silno priťahované k magnetom a správajú sa ako feromagnetické tekutiny, ich veľkou nevýhodou je, že existujú iba pri kryogénických teplotách. [27]

5.4.2 Rovnice popisujúce ferrohydrodynamické prúdenie

Rovnica pohybu je popísaná Navier Stokesovou rovnicou:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p_T^* + \mu_0 M \nabla \mathbf{H} + \eta \nabla^2 \mathbf{v} \quad (5.16)$$

Kde p_T^* je efektívny tlak, modifikovaný prítomnosťou magnetického poľa vnútri daného elementu, člen pochádza z Maxwellovej rovnice $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, Amperov zákon bez prítomnosti elektrického prúdu $\nabla \times \mathbf{H} = 0$, a predpokladá \mathbf{B} a \mathbf{H} sú paralelné.

Rovnica kontinuity pre ustálené prúdenie je definovaná ako [28]:

$$-\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + p^* + \frac{1}{2} \rho v^2 + \rho g h - \mu_0 M H = \text{konšt.} \quad (5.17)$$

Kde ϕ potenciál rýchlosti pričom $\mathbf{v} = -\nabla \phi$, g je gravitačné zrýchlenie.

6. SPÔSOBY VÝPOČTU MAGNETICKÝCH A ELEKTRICKÝCH POLÍ VO VÝPOČTOVÝCH PROGRAMOCH

Pri štúdiu interakcie prúdenia a elektromagnetického poľa je dôležité poznať veľkosť prúdovej hustoty. Ansys Fluent využíva dva postupy na výpočet prúdovej hustoty. Prvý postup využíva výpočet pomocou rovnice magnetickej indukcie, zatiaľ čo druhý využíva rovnicu elektrického potenciálu.

6.1 Metóda magnetickej indukcie

V tomto prístupe je rovnica magnetickej indukcie odvodená z Ohmovho zákona a Maxwellových rovníc. Táto rovnica provides spojenie medzi prúdením a magnetickým polom.

Všeobecne je Ohmov zákon definovaný ako:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (6.1)$$

Pri pohybe tekutiny v magnetickom poli je rovnica upravená na tvar:

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (6.2)$$

6.2 Metóda elektrického potenciálu

Druhým spôsob akým je možné vypočítať prúdovú hustotu z Ohmovho zákona je vypočítať rovnicu elektrického potenciálu[26].

Všeobecne je možné intenzitu elektrického poľa \mathbf{E} definovať ako:

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (6.3)$$

Kde \mathbf{A} je magnetický potenciálový vektor

Pre statické pole a pri splnení podmienky $b \ll B_0$ môže, kde \mathbf{b} je indukované magnetické pole, a \mathbf{B}_0 je externé magnetické pole, môže byť Ohmov zákon popísaný ako:

$$\mathbf{j} = \sigma(-\nabla\varphi + (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0)) \quad (6.4)$$

Následne pre dostatočne vodivé médium platí zákon zachovania náboja, ktorý je definovaný ako:

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (6.5)$$

Všeobecne existujú dva spôsoby prepojenia elektrických a magnetických polí. Prvý spôsob využíva Biot-Savartov zákon. Tento spôsob je ale výpočtovo náročný a nie je vhodný pre pohybujúce sa tekutiny, neskôr ale boli odvodené rovnice pre bodové náboje, ktoré je možné vhodne využiť pre simulovanie indukcie magnetického poľa pohybom takéhoto náboja. Druhá metóda využíva vytvorenú veličinu, ktorá sa nazýva magnetický potenciálový vektor. Výsledné rovnice sú jednoduché a dajú sa importovať do výpočtových programoch.

6.3 Biot-Savartov zákon

Biot savartov zákon vyjadruje spojenie magnetického poľa s elektrickým prúdom, ktorý je jeho zdrojom.

Prúdy, ktoré vzniknú pohybom nábojov sú aj zdrojmi magnetických polí. Pohybujúce sa nabité častice vodičom vytvárajú prúd I . Magnetické pole v určitom bode potom je možné vypočítať ako súčet jednotlivých príspevkov magnetického poľa $d\mathbf{B}$ od malých častí vodiča ds .

Vzdialenosť zdroja prúdu a bodu, v ktorom je určovaná hodnota magnetického poľa je možné označiť \mathbf{r} a potom $\hat{\mathbf{r}}$ je príslušný jednotkový vektor.

Biot Savartov zákon určujúci príspevok magnetického poľa $d\mathbf{B}$, ktorý je vytvorený elementárnym prúdovým zdrojom $I ds$ je možné vyjadriť ako:

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\mathbf{l} \times \hat{\mathbf{r}}}{r^2} \quad (6.6)$$

Celkové magnetické pole pozdĺž vodiča je potom možné určiť ako:

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{I d\mathbf{l} \times \hat{\mathbf{r}}}{r^2} \quad (6.7)$$

V prípade, že vodič má určitú hrúbku je Biot Savartov zákon upravený na:

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{(J dV) \times \hat{\mathbf{r}}}{r^2} \quad (6.8)$$

Pri výpočte magnetického poľa, ktoré vznikne pohybom bodového náboja je potrebné upraviť Biot Savartov zákon. V tomto prípade je nutné uvažovať o možnosti, že bodový náboj sa bude pohybovať rýchlosťou blízkou rýchlosti svetla. Taktiež je potrebné určiť hodnoty elektrického poľa \mathbf{E} .

$$\mathbf{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1 - \frac{v^2}{c^2}}{(1 - v^2 \sin^2 \frac{\theta}{c^2})^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{\hat{\mathbf{r}}}{r^2} \quad (6.9)$$

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \mathbf{v} \times \mathbf{E} \quad (6.10)$$

Ak je rýchlosť bodového náboja oveľa nižšia ako rýchlosť svetla je možné predošlé rovnice zjednodušiť na :

$$\mathbf{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\hat{\mathbf{r}}}{r^2} \quad (6.11)$$

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 q}{4\pi} \mathbf{v} \times \frac{\hat{\mathbf{r}}}{r^2} \quad (6.12)$$

[29][30]

6.4 Magnetický potenciálový vektor

Druhý spôsob využíva veličinu, ktorá sa nazýva magnetický potenciálový vektor \mathbf{A} .

Jeho odvodenie je možné uskutočniť s využitím rovnice pre elektrické pole, generované stacionárnym nábojom:

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (6.13)$$

Z čoho vyplýva že elektrické pole sa rovná gradientu skalárneho elektrického potenciálu:

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi \quad (6.14)$$

Všeobecne je možné popísať každé nerotujúce vektorové pole ako gradient určitého skalárneho poľa.

Magnetické pole generované prúdom spĺňa rovnicu:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (6.15)$$

Z toho vyplýva, že magnetické pole môže byť definované ako rotácia určitého vektoru \mathbf{A} , ktorý sa nazýva magnetický potenciálový vector:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (6.16)$$

Všeobecne je možné popísať každé solenoidné vektorové pole ako rotáciu iného vektorového poľa. [31] [32]

Túto rovnicu je možné vsadiť do ampérového zákona a následne popísať vzťah magnetického potenciálového vektora a prúdovej hustoty:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \mu_0 \mathbf{j} \quad (6.17)$$

[31][32]

6.5 Typy modelov popisu plazmy

V tejto kapitole sú popísané spôsoby pomocou, ktorých je možné popisovať plazmy a tieto popisy využiť pre modelovanie.

Časticový popis

Fyzikálne jednoduchý popis plazmy, ktorý je ale nepraktický pre výpočty. Je potrebné rátať z chemickými zložkami hlavne s elektrónmi, neutrálnymi molekulami

(N_2, O_2, NO) a ich všetkými iónmi, v určitých prípadoch aj s časticami, ktoré vznikli abláciou plastových a kovových častí. Prístup ktorý sa využíva v tomto popise plazmy sa nazýva Lagrangeov a je charakterizovaný popisom trajektórie častíc. Lagrangeov postup využíva priamu aplikáciu Newtonových zákonov mechaniky pre tuhé telesá.

Kinetický popis

Kinetická teória plazmy je podobná kinetickej teórii plynov. Rozdiel spočíva nabitých časticách a elektromagnetických poliach produkovanými buď samotnými časticami alebo vonkajším nábojom alebo prúdom, ktorý ovplyvňuje ich pohyb. Táto metóda má určitý výpočtový potenciál ale nebýva využívaná. Rovnako ako v predošlom postupe aj v tomto je Lagrangeov postup najvhodnejší na popis. Avšak prístup, ktorý sa tu a aj v ďalších metódach popisu sa nazýva Eulerov. Jeho základnou myšlienkou je definovať body v priestore, kde parametre prúdenia (rýchlosť, teplota, tlak,..) sú sledované ako funkcia času v danom bode. V mechanike kontinua je Eulerov prístup využívané v mechanike tekutín ako alternatíva k Lagrangeovu. Hlavným rozdielom je, že Lagrangeov model sa zaoberá pohybujúcim objem, zatiaľ čo Eulerov sa zaoberá pohybujúcou sa tekutinou, ktorá sa nachádza vo vnútri fixovaného objemu v priestore. Lagrangeov prístup je intuitívnejší ale Eulerov je vhodnejší pre výpočty.

Multi tekutinový popis

V tomto popise je plazma uvažovaná ako kontinuálna tekutina. Každá chemická zložka plynu je uvažovaná ako samostatná tekutina s rôznymi vlastnosťami. Tieto jednotlivé zložky následne medzi sebou interagujú.

Dvoj tekutinový popis

V prípade multi tekutinového popisu musí byť vypočítaný relatívne vysoký počet parciálnych diferenciálnych rovníc pre každú chemickú zložku. Veľký počet rovníc znamená matematický problém a tým pádom aj obtiažny výpočet. Z tohto dôvodu je potrebné uskutočniť určité zjednodušenia.

V tomto popise sú definované dve zložky, kde jednou sú ťažké častice (ióny a neutrálne atómy a molekuly) a druhou sú elektróny, ktoré sú o mnoho ľahšie ako ťažké častice. Taktiež môže existovať varianta s tromi zložkami- elektróny, ióny a neutrálne molekuly.

Tento model je vhodný pre analýzu plazmy, kde nie je splnená termodynamická rovnováha, keďže vlastnosti jednotlivých zložiek sa počítajú samostatne a teda elektróny môžu mať odlišnú teplotu od ťažkých častíc.

Magnetohydrodynamický popis

Aj keď v skutočnosti sa vyskytujú v plazme oblasti a javy, ktoré nespĺňajú termodynamickú rovnováhu, je možné využiť popis, ktorý využíva iba jednu zložku.

Tento popis sa nazýva magnetohydrodynamický popis. Napriek viacerým zjednodušeniam je tento popis vhodný na makroskopický popis plazmy kde štúdium je zamerané na globálne správanie plazmy, hlavne z pohľadu hydrodynamiky. Teória magnetohydrodynamiky bola popísaná v kapitole 5.[6]

7. EXPERIMENTÁLNA ČASŤ

Teoretické poznatky a zákonitosti popísané v predchádzajúcich kapitolách boli využité pri zostavení výpočtových simulačných modelov a demonštrované na praktických príkladoch. Pohyb nabitých častíc v elektrickom (alebo magnetickom) poli bol simulovaný na príklade výpočtu hmotnostného spektrometra ako komplexného zariadenia umožňujúceho študovať pôsobenie kombinácie elektrických a magnetických polí.

Simulácia vzniku a vývoja elektrického oblúka medzi kontaktami umožnila sledovať vlastnosti magnetického poľa v okolí plazmy ako aj zmenu parametrov pri oddeľovaní kontaktov.

Na modelovanie pohybu týchto javov bol využitý program Ansys Fluent. Jedná sa o najrozšírenejší a najrobustnejší CFD program. Boli využité verzie programu 17.1 a 19.0.

Na zobrazovanie trajektórií častíc bol využitý Discrete Phase model. Ansys Fluent obsahuje špeciálny prídavný modul Magnetohydrodynamics. S využitím tohto modulu je možné simulovať interakciu elektrických a magnetických polí s tekutinami. Tento model je ale neúplný pretože dokáže pracovať buď iba s elektrickými poliami alebo iba magnetickými.

Vzhľadom na komplexnosť študovanej problematiky bolo nutné vytvoriť nové matematické modely s využitím UDF (User Defined Function) a UDS (User Defined Scalar), ktoré spojili pôsobenie elektrických a magnetických polí.

Pre pohyb nabitých častíc bol zvolený Biot-Savartov zákon, ktorý je v tomto prípade intuitívnejší. Všeobecne pri analýzach pohybu nabitých častíc, sú častice uvažované ako hmotné body, ktoré sú ovplyvňované vonkajšími elektromagnetickými poliami ale sami nie sú zdrojmi týchto polí. Aplikáciou Biot-Savartovho zákona je možné pozorovať magnetické pole vzniknuté pohybom nabitých častíc. Táto metóda, kvôli svojmu spôsobu výpočtu, výrazne závisí od jemnosti výpočtovej siete.

Pre analýzu plazmy bol vypracovaný matematický model s využitím magnetického potenciálového vektoru, ktorý má vhodný tvar pre výpočtové aplikácie. V prípade plazmy ako plynu s vysokou teplotou je potrebné nastaviť teplotné závislosti jeho parametrov (tepelná vodivosť, viskozita, elektrická vodivosť, hustota, tepelná kapacita). Tieto závislosti boli nastavené podľa Murphyho¹, a do programu boli vnesené pomocou vytvorených vlastných rovníc.

Všeobecne nie je možné v programe Ansys Fluent sledovať pohyb častíc bez prúdenia tekutiny a taktiež v tomto prípade rovnica Lorentzovej sily, ktorá je vstavaná v prídavnom MHD module nie je funkčná. Z tohto dôvodu musela byť vytvorená nová rovnica Lorentzovej sily a taktiež upravené vlastnosti interakcie častice s okolitou tekutinou. Pri simulovaní pohybu nabitých častíc bolo tiež potrebné nastaviť správne parametre plynu a nastaviť správne hodnoty trenia, ktoré pôsobi na časticu.

¹ Murphy, A.B. Plasma Chem Plasma Process (1995) 15: 279.
<https://doi.org/10.1007/>

7.1 Hmotnostný spektrometer

Hmotnostná spektrometria je technika, ktorá sa využíva na určovania neznámych látok, študovanie molekulárnej štruktúry. Využitie je možné nájsť v zisťovaní množstva pesticídov vo vode, určovanie množstva steroidov v krvi atlétov, zisťovanie množstva kovov s presnosťou ppq a mnoho iných. Hmotnostná spektrometria slúži na určovanie hmotnosti atómov a molekúl. Zakladá sa na pohybe nabitých častíc v elektrických a magnetických poliach. Tento pohyb je závislý na pomere hmotnosti a náboja (m/q). [33]

Procesy v hmotnostnom spektrometri je možné rozdeliť na 4 základné kroky. V prvom kroku sú ióny urýchlené na určitú rýchlosť, následne prechádzajú rýchlostným filtrom a potom v tretej časti prebieha separácia. V štvrtej časti sú ióny detegované.

Detekcia môže prebiehať viacerými spôsobmi. Detektory môžu byť citlivé na pozíciu dopadu iónu, alebo môžu byť jedno kanálové, pri ktorých nie je zaznamenávaná poloha dopadu. Pri tomto type sa využíva skenovacia technika, pri ktorej zmenou parametrov magnetického pola je možné presne určiť typ iónov, ktoré dopadnú na detektor.

Následne hmotnosť každého iónu je potom vzťahovaná k veľkosti magnetického pola, ktoré naň pôsobilo. Výsledkom týchto meraní sú grafy množstva iónov v závislosti na pomere ich hmotnosti a náboja – výsledkom je spektrum. [34][35]

Analýzy boli uskutočnené na dvoch typoch zmenšených a zjednodušených geometrii hmotnostného spektrometra aby bolo možné jasne sledovať pohyb nabitých častíc. Bol sledovaný pohyb 3 typov častíc a to iónov hliníka, medi a zlata. V programe ANSYS FLUENT je hmotnosť častíc vypočítaná z makroskopickej hustoty. Tento predpoklad je alev prípade výpočtu pre jednotlivé atómy nesprávny, keďže v látke existujú medzery medzi jednotlivými atómami, ktoré vo výsledku znížia hustotu látky. Z tohto dôvodu bola vypočítaná fiktívna hustota samostatného atómu s využitím polomeru atómu a relatívnej atómovej hmotnosti. Vlastnosti materiálov sú zapísané v nasledujúcej tabuľke.

Tabuľka 1 Vlastnosti materiálov

Materiál	Makroskopická hustota [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]	Polomer atómu [pm]	Relatívna atómová hmotnosť [-]	Vypočítaná hmotnosť atómu [kg]	Vypočítaná hustota [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]
Hliník	2700	143	26,9815	4,482e-26	3658,78
Meď	8940	128	63,546	1,056e-25	12015
Zlato	19000	135	196,967	3,272e-25	31748,5

7.1.1 Urýchľovanie iónov

Ióny bývajú urýchľované pomocou elektrického napätia, ktorým je možné určiť výslednú rýchlosť. Na začiatku majú nulovú rýchlosť a maximálnu potenciálnu energiu, postupne sú urýchľované a potenciálová energia sa presúva do kinetickej[36]:

$$E_{kin} = \frac{1}{2}mv^2 = qU \quad (7.1)$$

$$v = \sqrt{\frac{2qU}{m}} \quad (7.2)$$

Kde U je elektrické napätie

Rýchlosť častice na danej vzdialenosti je možné vypočítať podľa nasledujúcich vzťahov:

$$s = v_0t + \frac{1}{2}at^2 \quad (7.3)$$

Keďže počiatočná rýchlosť $v_0 = 0$, prvý člen rovnice je možné vypustiť. Zrýchlenie a v elektrickom poli je definované ako:

$$a = \frac{qE}{m} \quad (7.4)$$

Potom je možné rýchlosť definovať ako:

$$v = a \cdot t = \frac{qE}{m}t \quad (7.5)$$

Následne z rovnice (11.3) je osamostatnený čas t a vložený do rovnice (11.6)

$$v = \frac{qE}{m} \sqrt{\frac{2s}{\frac{qE}{m}}} \quad (7.6)$$

V prvom kroku bola uskutočnená analýza, ktorá sledovala urýchľovanie iónov prostredníctvom elektrického poľa o konštantnej intenzite. Bola vytvorená obdĺžniková geometria, kde na ľavej stene bola určená okrajová podmienka elektrického potenciálu 100 V a na pravej strane 0 V. Týmto spôsobom sa v celom priestore vytvorila konštantná intenzita s hodnotou 1000 V/m. V tabuľke sú uvedené teoretické hodnoty a hodnoty vypočítané pomocou analýzy.

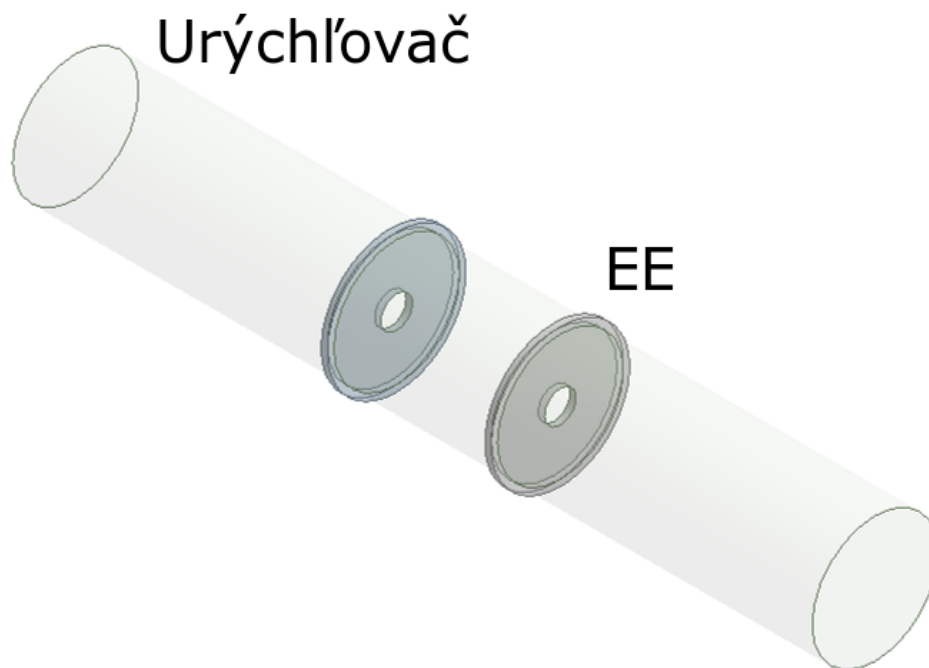


Obr. 7.1 Rozloženie elektrického potenciálu na testovacej geometrii

Tabuľka 2 Porovnanie rýchlosti častíc

Materiál	Teoretická rýchlosť [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	Vypočítaná rýchlosť [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]
Hliník	26736,90	26733,70
Meď	17418,64	17419,93
Zlato	9895,5	9920,54

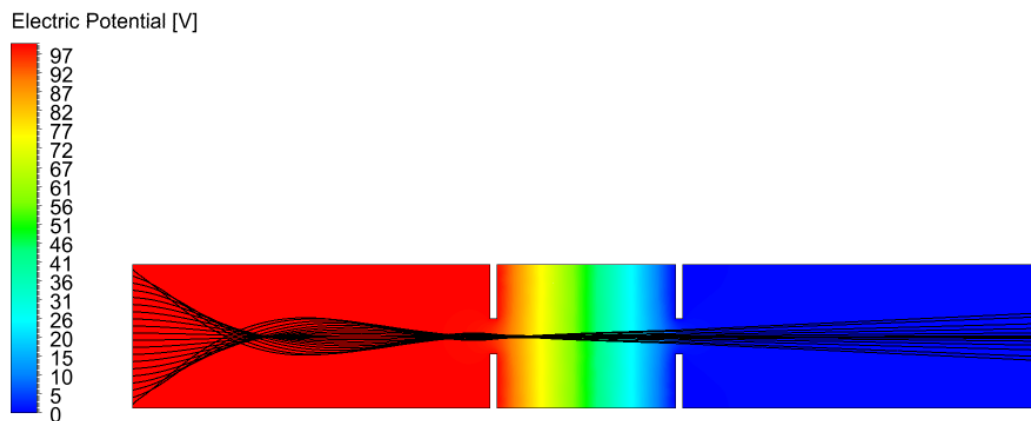
Následne bola vytvorená geometria, skladajúca sa zo zdroja iónov a extrakčnej elektródy (EE). Na steny zdroja iónov bola nastavená okrajová podmienka elektrického potenciálu 100V a extrakčná elektróda mala 0V. Boli uskutočnené dve analýzy, ktoré sa líšili vzdialenosťou zdroja a extrakčnej elektródy. V prvom prípade bola vzdialenosť 25 mm, kde bola následne intenzita elektrického poľa 4000 V/m. V druhom prípade bola vzdialenosť 5 mm. Na obrázkoch je možné pozorovať rozloženie potenciálu a trajektóriu častíc, na **Obr. 7.6** je možné sledovať rýchlosť častíc medi. Ióny boli privedené na krajnú stenu s počiatočnou rýchlosťou $0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Ako geometria bol použitý zjednodušený model zdroja iónov, kde výška zdroja bola nastavená na 20 mm a dĺžka na 50 mm. Vzdialenosť medzi zdrojom a extrakčnou elektródou bola nastavená na 25 mm pre prvý prípad a 5 mm pre druhý prípad. Priemer otvoru cloniek bol nastavený na 5 mm.



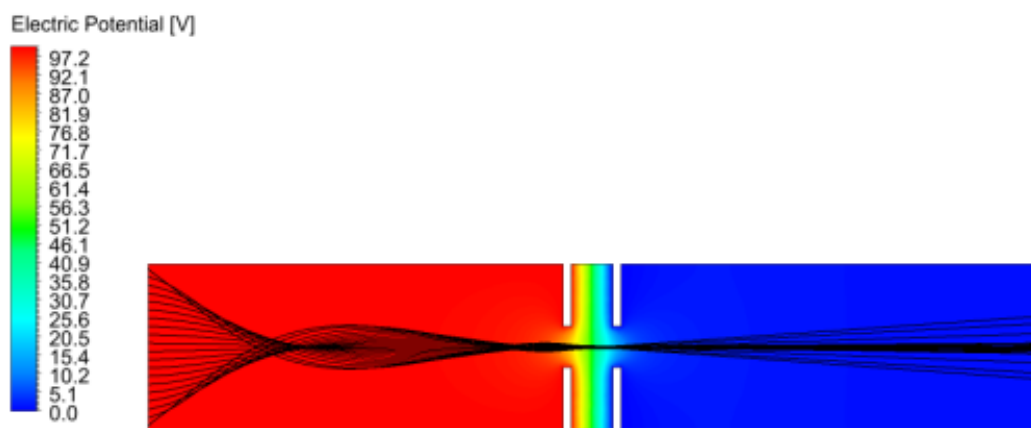
Obr. 7.2 Geometria urýchľovača iónov



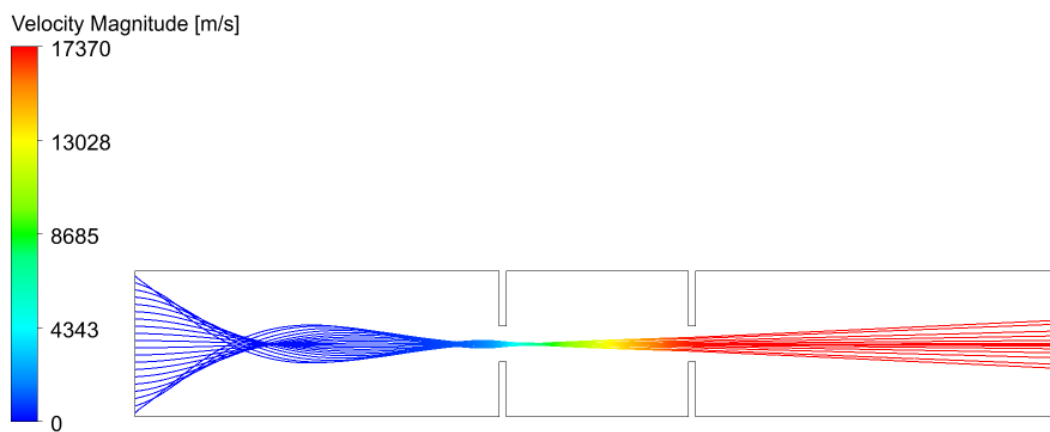
Obr. 7.3 Rez geometriou urýchľovača iónov



Obr. 7.4 Rozloženie elektrického potenciálu a trajektrórie častíc, verzia 1



Obr. 7.5 Rozloženie elektrického potenciálu a trajektrórie častíc, verzia 2



Obr. 7.6 Rýchlosť iónov medi

7.1.2 Rýchlostný filter

Aby bolo možné rozlíšiť ióny na základe ich hmotnosti musia do separačnej časti vstúpiť rovnakou rýchlosťou. Na výber určitej rýchlosti je využívaný rýchlostný filter.

Rýchlostný filter je vo forme elektrického poľa, ktoré je tvorené kladne nabitou spodnou elektródou a záporne nabitou hornou elektródou a konštantným magnetickým poľom, ktoré je kolmé na elektrické.

Ak častica vstúpi do filtru budú na ňu pôsobiť sily spôsobené magnetickým a elektrickým poľom.

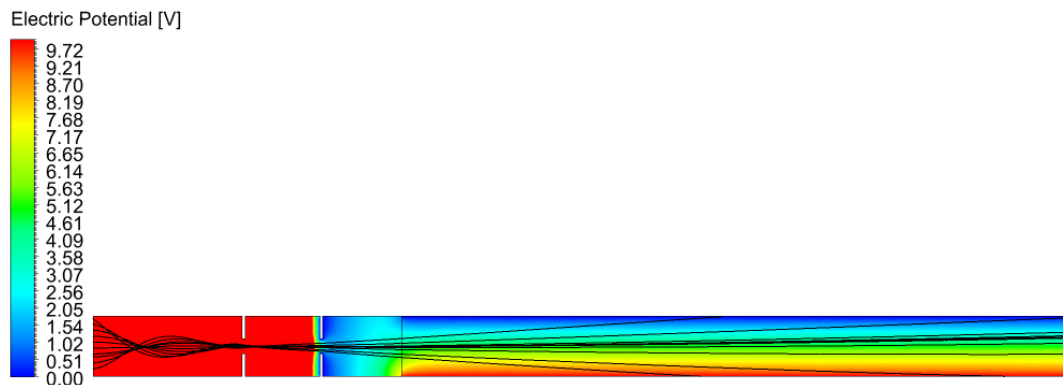
Na to aby častica prešla filtrom bezo zmeny smeru pohybu musí byť elektrická sila rovná magnetickej. Túto podmienku je možné vyjadriť s pomocou rovníc:

$$qE = qvB \quad (7.7)$$

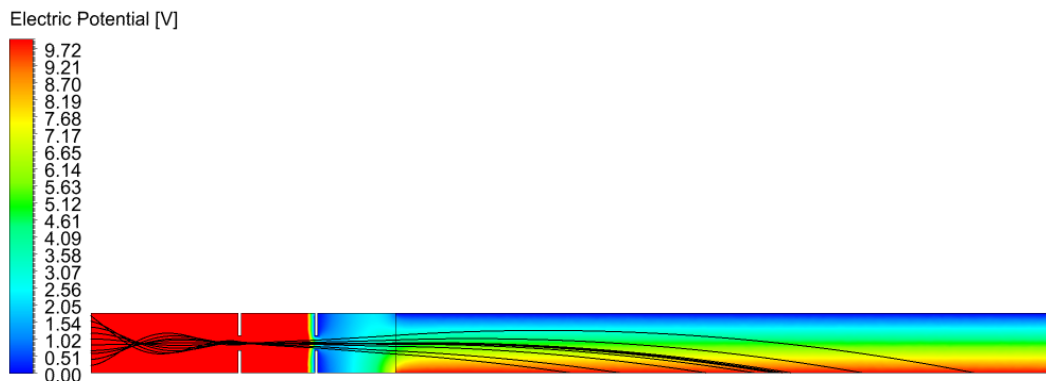
$$v = \frac{E}{B} \quad (7.8)$$

Častice, ktoré sa budú pohybovať pomalšie budú odklonené v smere elektrickej sily a častice, ktoré sa budú pohybovať rýchlejšie budú odklonené v smere magnetickej sily.

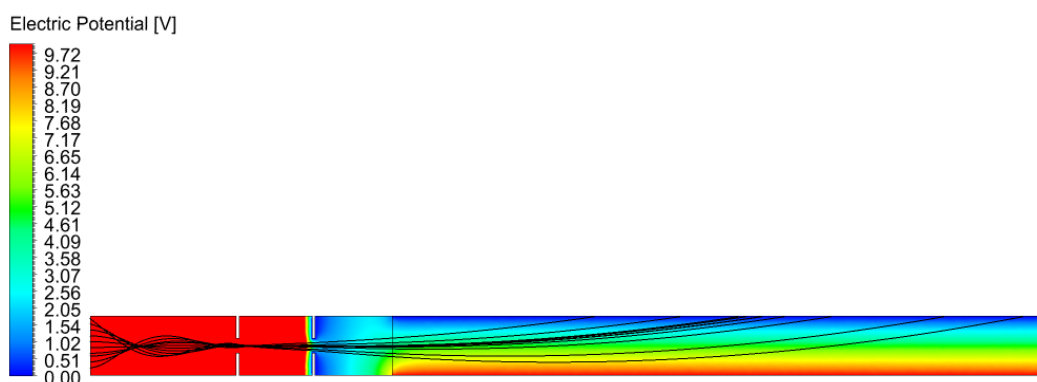
Pri kontrolnom výpočte overenia funkcie boli okrajové podmienky nastavené tak aby filtrom prešli iba ióny medi a ióny zlata a hliníka boli odklonené. Na spodnú elektródu bol nastavený elektrický potenciál 10V a na hornú elektródu potenciál 0V. Z rovnice (7.8) bola určená hodnota magnetického poľa $B = 0,028727 \text{ T}$. V takomto usporiadaní elektrické pole tlačí kladné častice smerom nahor a magnetické pole zase smerom nadol. Dĺžka rýchlostného filtra bola nastavená na 200 mm.[37]



Obr. 7.7 Trajektória iónov medi



Obr. 7.8 Trajektória iónov hliníka



Obr. 7.9 Trajektória iónov zlata

Z dôvodu vysokej rýchlosti hliníka prevažuje magnetická sila nad elektrickou a častice sú otáčané smerom nadol. Zlato sa pohybuje nižšou rýchlosťou a preto elektrická sila prevažuje nad magnetickou a častice sú odklonené smerom nahor. Častice medi spĺňajú podmienku a preto nie sú odchýlené.

7.1.3 Separačná oblasť

Ióny vstupujú do separačnej oblasti, ktorá je tvorená konštantným magnetickým poľom, ktoré je kolmé na smer rýchlosti častíc. V tomto prípade na častice pôsobí magnetická sila a začnú sa pohybovať po kruhovej dráhe. Polomer R_k je možné vyjadriť ako:

$$R_k = \frac{mv}{qB} \quad (7.9)$$

V prípade, že rýchlosť častíc je rovnaká je možné upraviť rovnicu 6.1 s využitím rovnosti kinetickej a elektrickej sily[38]:

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = qU \quad (7.10)$$

$$v = \sqrt{\frac{2qU}{m}} \quad (7.11)$$

$$R_k = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2qU}{m}} \quad (7.12)$$

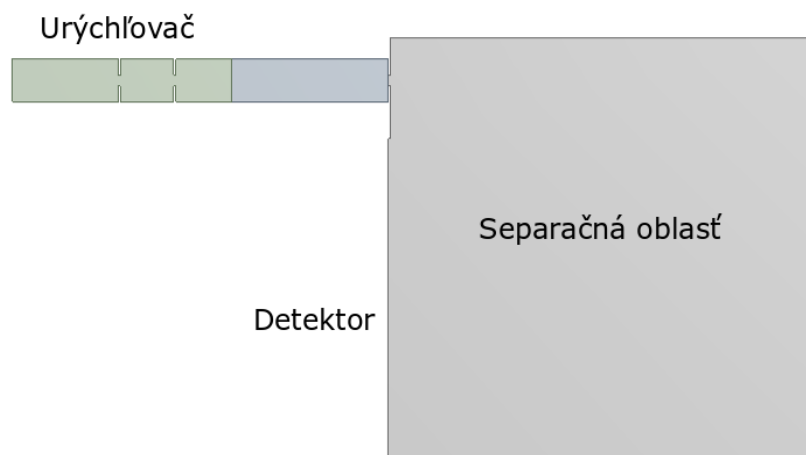
Boli uskutočnené analýzy 2 usporiadaní hmotnostného separátoru. Prvá sa skladá z zdroja iónov, rýchlostného filtra a separačnej oblasti, v ktorej pôsobí magnetické pole, v ktorom častice opisujú polkruh, ktorého polomer je daný rovnicou (7.12). Geometria (**Obr. 7.10**) sa skladá zo zdroja iónov, rýchlostného filtra a separačnej oblasti. Zdroj iónov a rýchlostný filter boli využitý z predošlých analýz. Rozmery separačnej oblasti sú 200 × 200 mm.

Táto analýza bola ešte rozdelená na dve časti, kde v prvej časti bol vypnutý rýchlostný filter a v druhej časti už bol zapnutý.

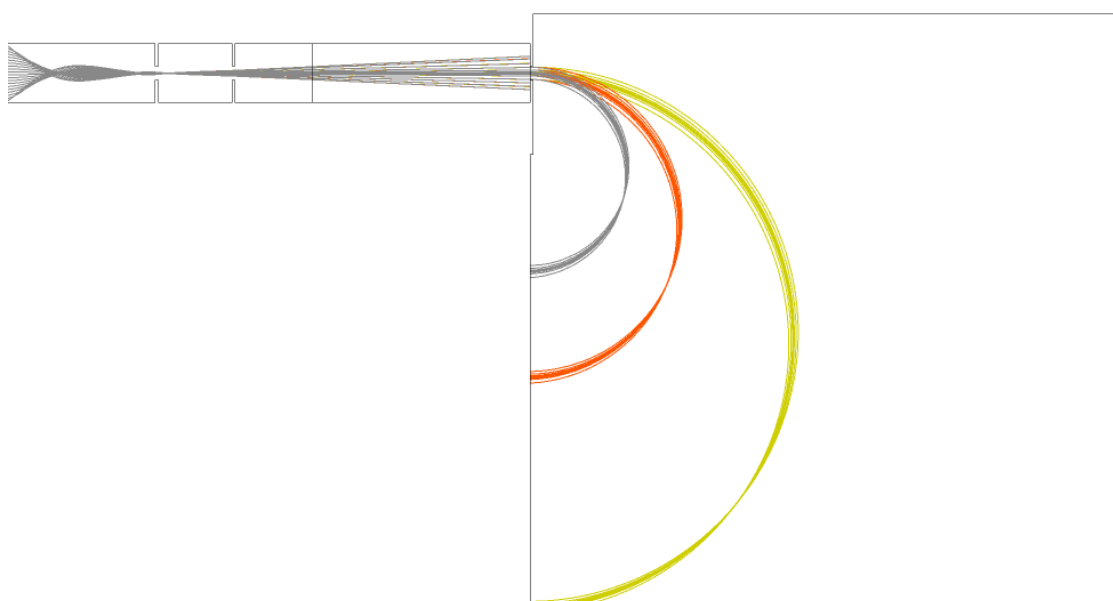
V prípade vypnutého filtra sa všetky častice dostávajú do separačnej oblasti. Z dôvodu overenia teoretických predpokladov bolo uskutočnené porovnanie teoretických hodnôt polomeru a hodnôt zistených pomocou analýzy. Porovnanie je uvedené v tabuľke 3. Hodnoty polomerov získané analýzami zodpovedajú teoretickým výpočtom. Vzniknuté odchýlky boli hlavne spôsobené rozptylom iónov. Ióny hliníku majú najmenší polomer z dôvodu ich vysokej rýchlosti a nízkej hmotnosti. Naopak ióny zlata majú najvyšší polomer kvôli ich vysokej hmotnosti a nízkej rýchlosti.

Tabuľka 3 Porovnanie polomerov trajektórií

Materiál	Teoretická hodnota [mm]	Vypočítaná hodnota [mm]
Hliník	34,53	33,488
Meď	50,50	51,24
Zlato	89,89	89

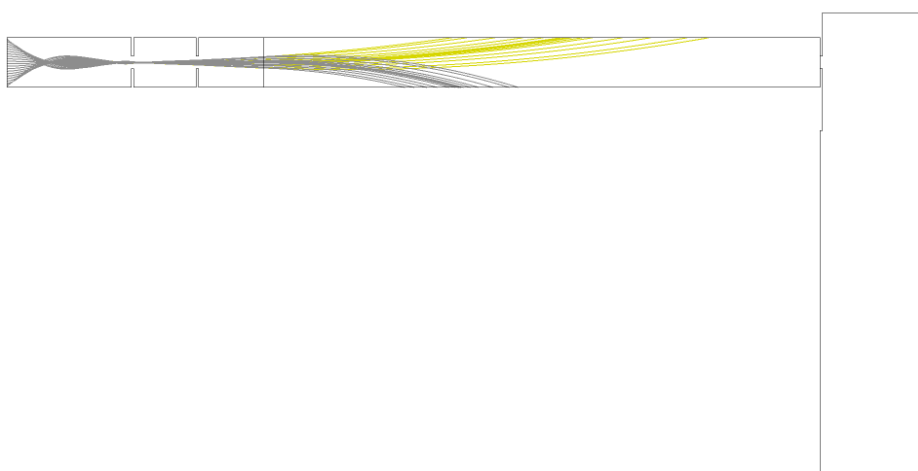


Obr. 7.10 Geometria hmotnostného spektrometra

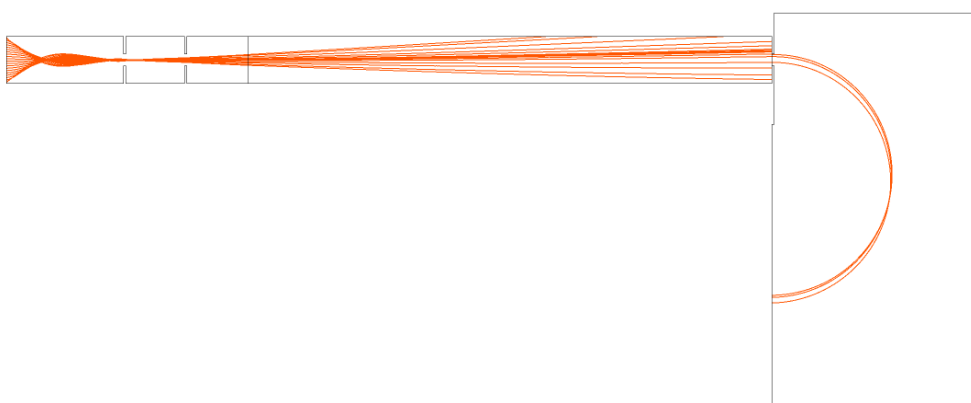


Obr. 7.11 Trajektórie častíc medi (oranžová), hliníku(sivá), zlata (žltá) v hmotnostnom spektrometri

V druhej časti už bol zapnutý rýchlostný filter a ióny hliníka a zlata boli odchýlené mimo separačnú oblasť, zatiaľ čo ióny medi prešli filtrom bezo zmeny. Presnejší popis rýchlostného filtra bol popísaný v kapitole 7.1.2.

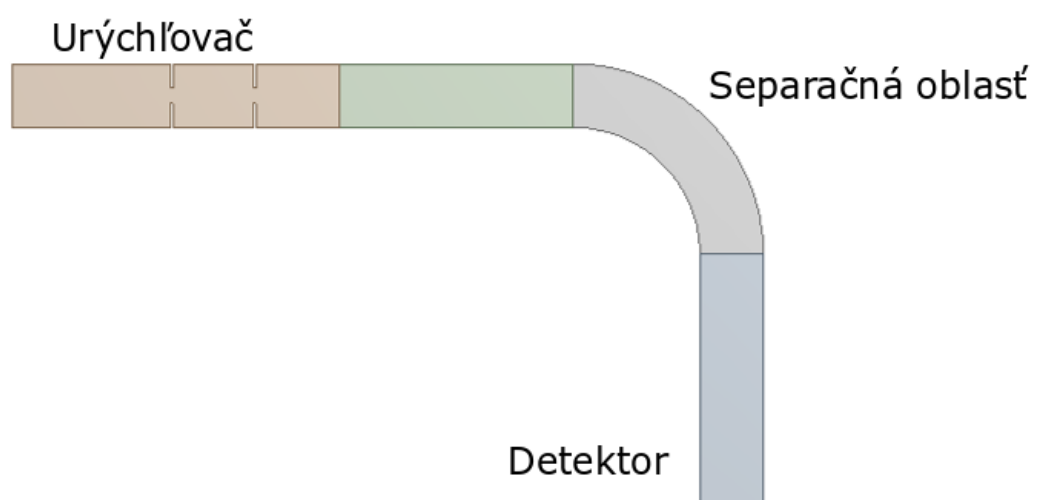


Obr. 7.12 Trajektórie častíc zlata a hliníku pri zapnutom rýchlostnom filtri

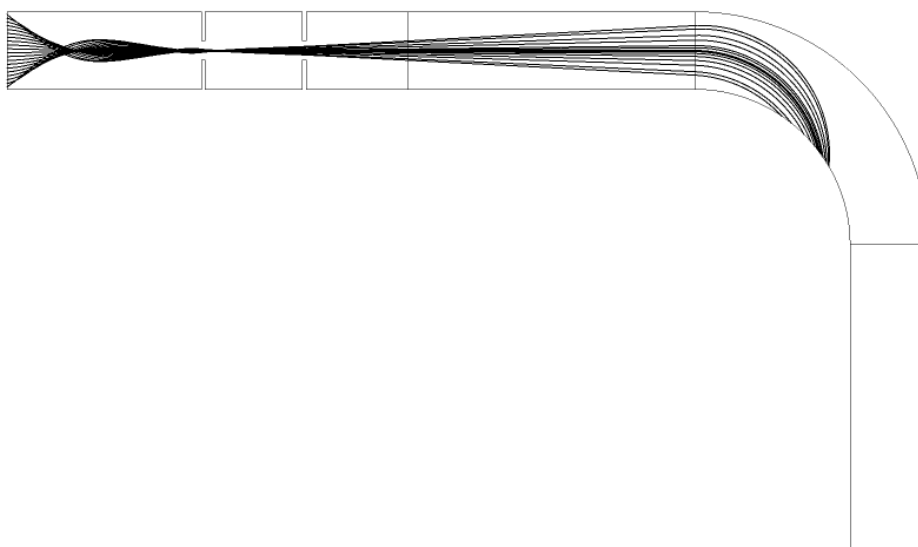


Obr. 7.13 Trajektória častíc medi pri zapnutom rýchlostnom filtri

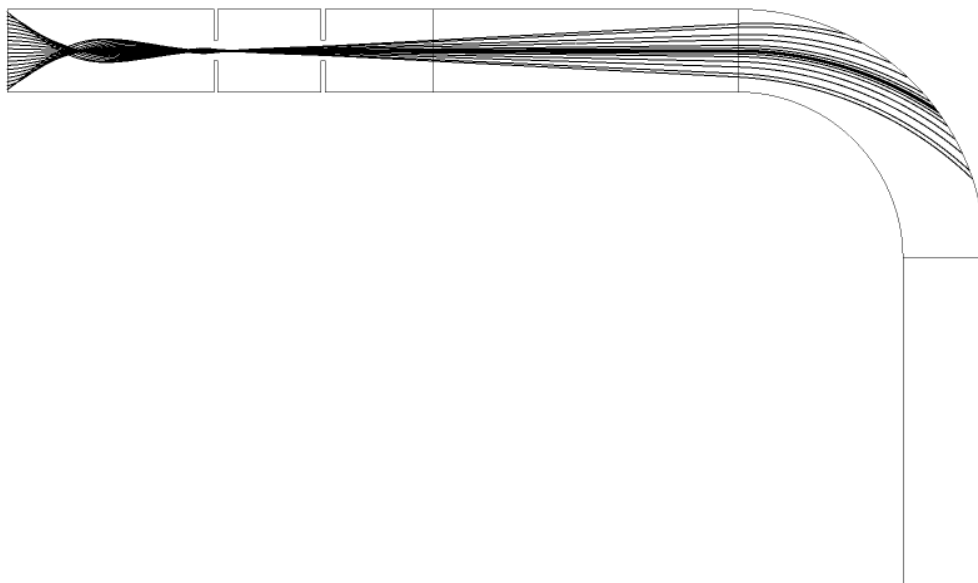
Druhé využívané usporiadanie hmotnostného spektrometrasa vyznačuje tým, že v separačnej oblasti častice musia opísať iba štvrt kruh. Polomer geometrie separačnej oblasti bol nastavený na 50 mm. Hodnota magnetického poľa v separačnej oblasti bola nastavená tak aby ióny medi opisovali štvrt kružnicu s polomerom 50 mm. V tomto prípade nebol využitý rýchlostný filter. Z obrázkov je možné pozorovať, že cez separačnú oblasť prechádzajú iba ióny medi. Na častice zlata pôsobí magnetické pole slabšie a preto opisujú kruhovú trajektóriu s väčším polomerom. V prípade častíc hliníka magnetické pole pôsobí silnejšie a z toho dôvodu majú menší polomer. Rozptyl častíc, ktoré prejdú separačnou oblasťou je možné upraviť clonkou, ktorá bola umiestnená na konci rýchlostného filtra.



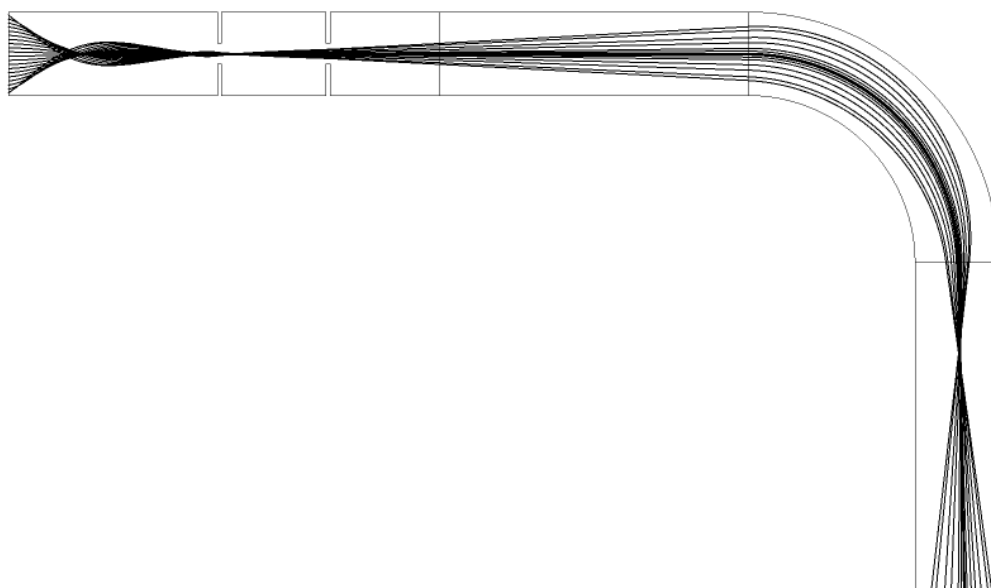
Obr. 7.14 Geometria hmotnostného spektrometra, verzia 2



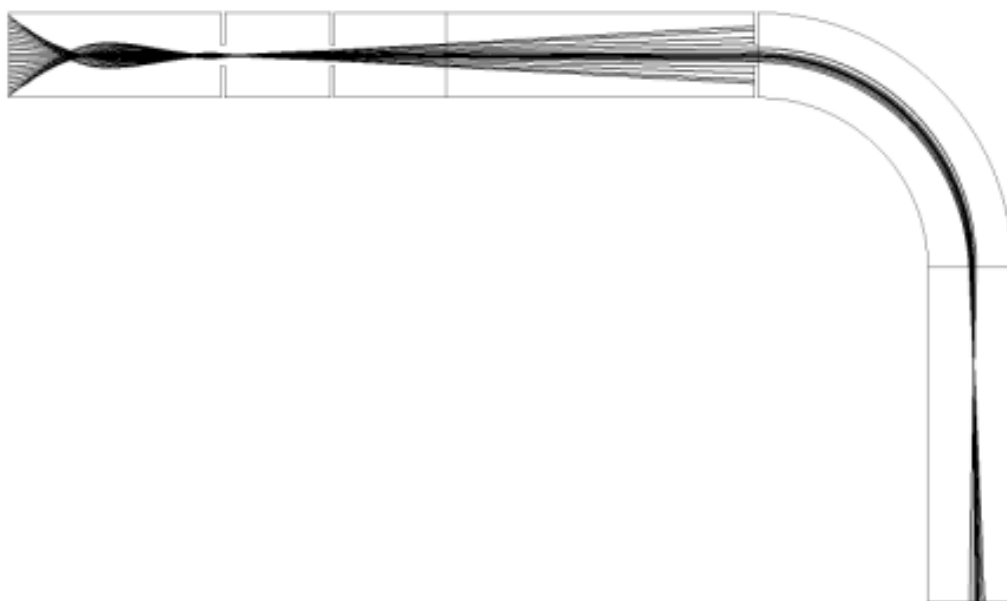
Obr. 7.15 Trajektória iónov hliníka



Obr. 7.16 Trajektória iónov zlata



Obr. 7.17 Trajektória iónov medi bez clonky



Obr. 7.18 Trajektória iónov medi s clonkou

7.2 Einzelova šošovka

Einzelova šošovka je elektrostatická šošovka, ktorá sa využíva na usmerňovanie iónov, bez zmeny ich energie.

Skladá sa z troch kovových valcov/elektród, ktoré sú usporiadané za sebou. Prvá a tretia elektróda majú privedené rovnaké napätie, zatiaľ čo druhá (stredná elektróda) má privedené napätie, ktoré je vyššie a má polaritu rovnakú ako ióny (existuje možnosť aj s opačnou polaritou), ktoré prechádzajú systémom.

Einzelova šošovka pracuje na základe rovnosti medzi kinetickou energiou iónov a rozdielom potenciálov medzi strednou elektródou a vonkajšími elektródami. Keď ión opúšťa prvú elektródu, zvyšujúce sa napätie spomaľuje jeho axiálnu kinetickú energiu a začína ión vytláčať radiálne smerom von. Avšak ako ión postupuje do druhej elektródy, elektrické pole začína tlačiť ión radiálne do vnútra. Opačný proces prebieha pri opustení druhej elektródy. Na ión pôsobí radiálna sila smerujúca do vnútra a začína sa urýchľovať v axiálnom smere. Ako ión vstupuje do tretej elektródy, jeho zrýchľovanie sa znižuje a je vytláčaný radiálne smerom von.

Výsledok je, že iónový zväzok sa spomalí a rozprestrie sa smerom von radiálne ako prechádza strednou elektródou. V dôsledku nízkej rýchlosti sa začína otáčať radiálne smerom dovnútra. Ako sa zväzok dostáva do blízkosti tretej elektródy, začína zrýchľovať a pokračuje v otáčaní sa radiálne smerom dovnútra. Nakoniec vstupuje do tretej elektródy kde sa znižuje jeho zrýchľovanie a radiálna kompresia sa znižuje. [37]

Bolo uskutočnených viacero analýz, ktoré znázorňujú zmenu ohniska pri zmene napätia na elektródach.

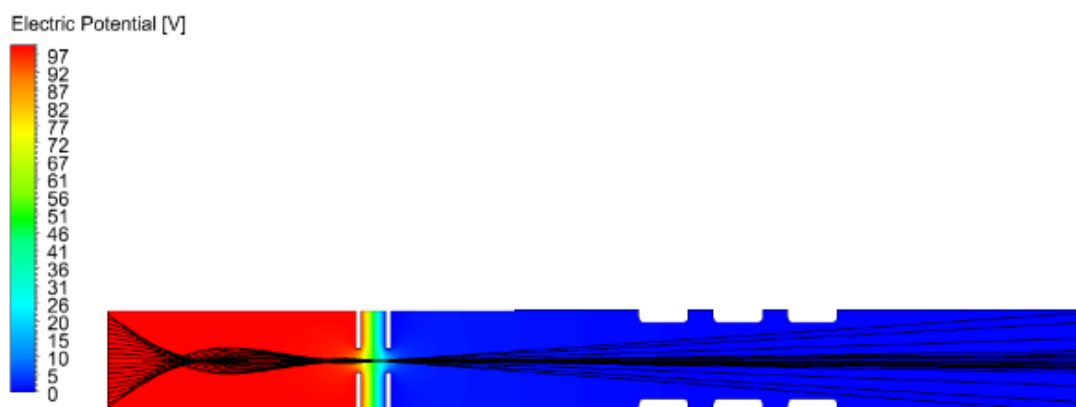
Na **Obr. 7.19** je znázornená použitá zjednodušená geometria. Zdroj spolu s extrakčnou elektródou (EE) boli využité z predošlého prípadu. Rozmery jednotlivých elektród Einzelovej šošovky sú: hrúbka elektródy: 10 mm, vnútorný polomer elektródy: 20 mm, vzdialenosť medzi elektródami: 5 mm, zaoblenie elektród: 1 mm. Celková dĺžka šošovky je 40 mm.



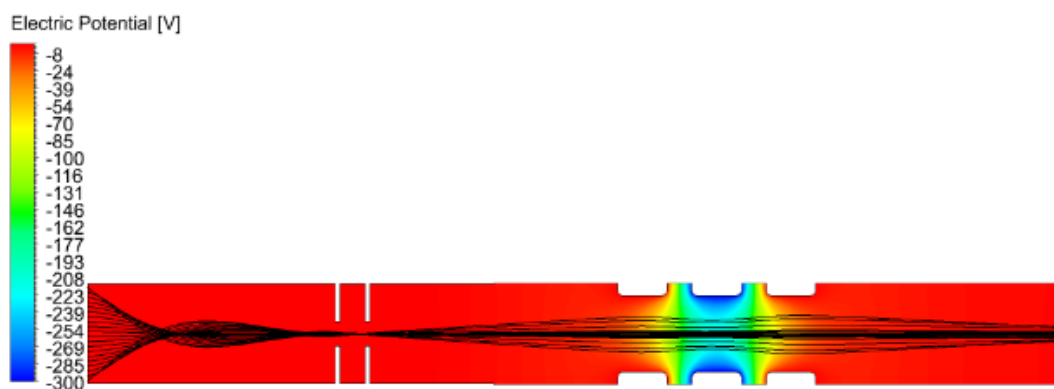
Obr. 7.19 Geometria Einzelovej šošovky spolu s urýchl'ovačom iónov

Bolo uskutočnených viacero analýz, ktoré znázorňujú zmenu polohy miesta fokusácie pri zmene napätia na elektródach.

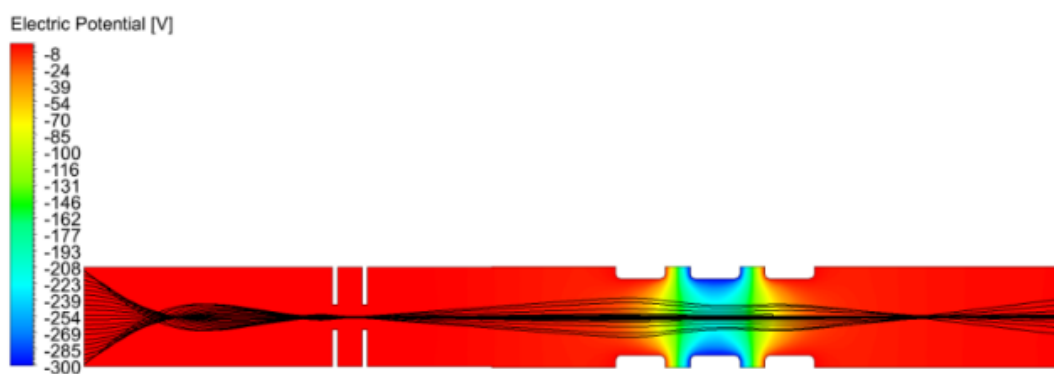
Na obrázkoch je možné pozorovať trajektórie kladne nabitých častíc pre prípady, kde je Einzelova šošovka vypnutá, na strednej elektróde je -250 V a na krajných elektródach -25 V, -300 V a na krajných elektródach 0 V a v poslednom prípade -300 V a na krajných elektródach je -30 V.



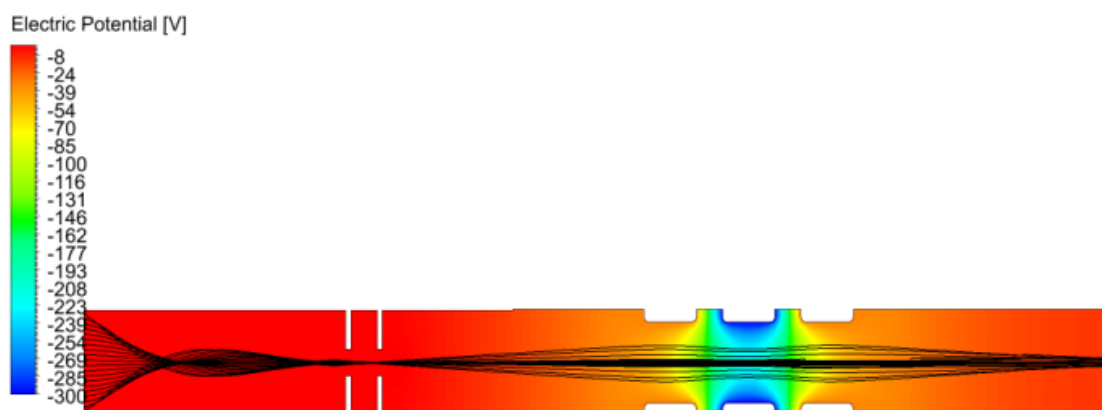
Obr. 7.20 Trajektória častíc s vypnutou Einzelovou šošovkou



Obr. 7.21 Trajektória častíc s rozložením potenciálov na Einzelovej šošovke -25,-250,-25



Obr. 7.22 Trajektória častíc s rozložením potenciálov na Einzelovej šošovke 0,-300,0



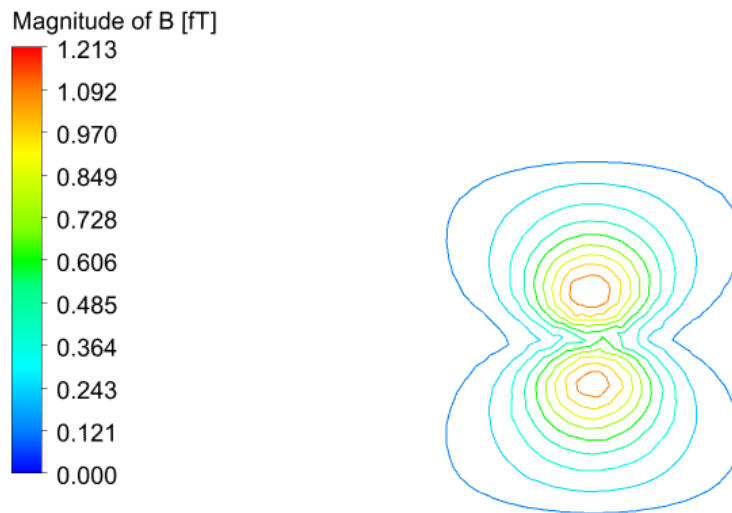
Obr. 7.23 Trajektória častíc s rozložením potenciálov na Einzelovej šošovke --30,-300,-30

7.3 Analýza magnetického poľa pohybujúceho sa elektrónu

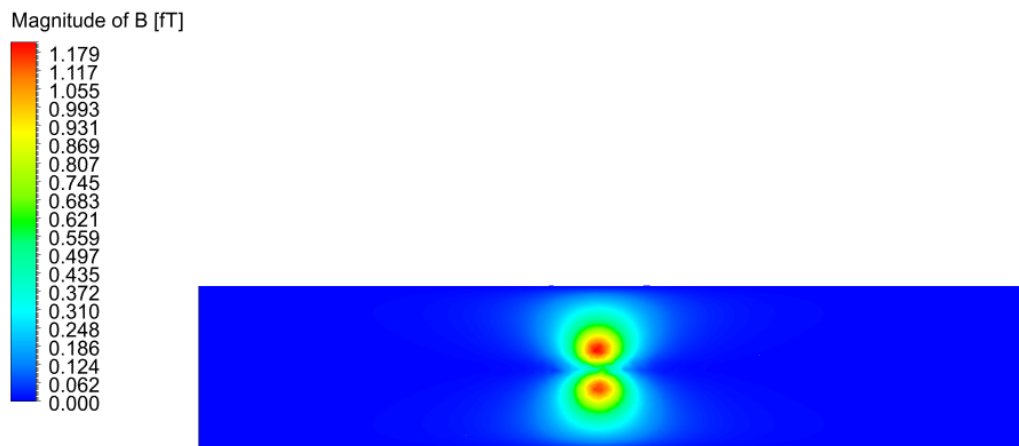
Táto analýza sa zaoberá vznikom magnetického poľa okolo pohybujúceho sa elektrónu s využitím Biot-Savartovho zákona, ktorý bol popísaný v kapitole 6.3.

Elektrón bol uvažovaný ako bodový náboj s nábojom $-1.602 \cdot 10^{-19}$ C. Bolo uskutočnené porovnanie rovníc (6.10) a (6.12).

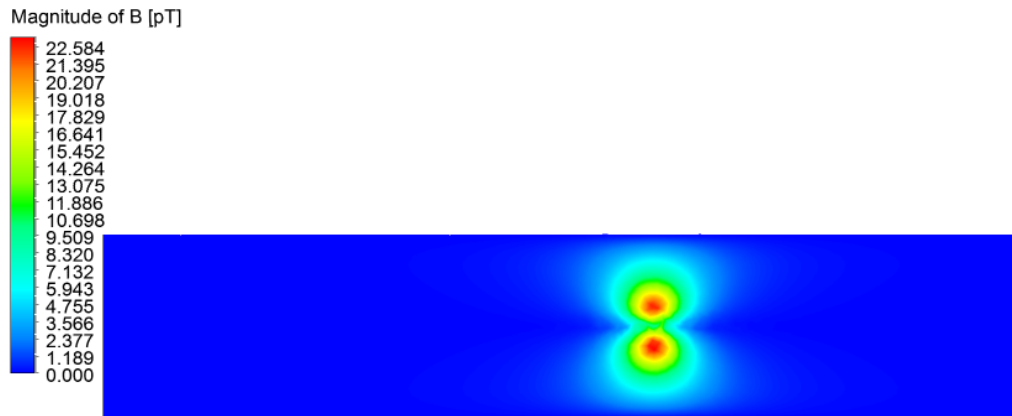
Pre rýchlosti elektrónov $1000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ a $2 \cdot 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Pri nižších rýchlostiach sú výsledné hodnoty rovnaké. So zvyšujúcou sa rýchlosťou narastajú rozdiely medzi jednotlivými rovnicami. Na obrázkoch je možné pozorovať veľkosť magnetickej indukcie v pozdĺžnom reze. Elektrón sa nachádza medzi dvoma maximami. Pri rýchlosti 1000 m/s bola výsledná maximálna hodnota magnetickej indukcie $1,179 \text{ fT}$ pre zjednodušenú rovnicu a $1,180 \text{ fT}$ pre plnú rovnicu. Pri rýchlosti $2 \cdot 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ bola výsledná maximálna hodnota magnetickej indukcie $22,567 \text{ pT}$ pre zjednodušenú rovnicu a $22,584 \text{ pT}$ pre plnú rovnicu.



Obr. 7.24 Vrstevnicové zobrazenie veľkosti magnetickej indukcie



Obr. 7.25 Veľkosť magnetickej indukcie elektrónu s rýchlosťou $1000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$



Obr. 7.26 Veľkosť magnetickej indukcie elektrónu s rýchlosťou $2 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

7.4 Elektrický istič

Nízkonapäťový istič je zariadenie, ktoré sa využíva na ochranu zdrojov, elektrických prístrojov a taktiež na ochranu ľudí proti poruchovým prúdom. Keď istič preruší poruchový prúd, vzniká medzi jeho kontaktmi elektrický oblúk a tým pádom aj plazma. [39]

Základný proces vzniku a pohybu oblúku je možné popísať nasledovne:

1. Zapálenie oblúku a zámena

Ak je elektrický istič spustený, jeho rozpojenie je hnané mechanizmom. Oblúk sa spoiatku zapáli medzi kontaktami. Dĺžka oblúku sa zväčšuje spolu so zväčšujúcou sa vzdialenosťou kontaktov. Na oblúk pôsobí magnetická sila, indukovaná samotným oblúkom, tým pádom sa predlžuje a ohýba. Keď sa oblúk dostane k bežcu (elektróda s rovnakým potenciálom ako pohyblivý kontakt) musí naň preskočiť. Tento proces sa nazýva zámena.

2. Pohyb oblúka

Po preskočení oblúku na bežec sa oblúk pohybuje smerom k rozdeľovacím doskám. Na pohyb oblúku vplývajú dva faktory: magnetická sila a tlak plynu. Tento pohyb je možné ovplyvniť geometriou, pridaním ferromagnetických materiálov alebo využitím magnetickej cievky, ktorá slúži ako externý zdroj magnetického pola.

3. Proces rozdeľovania oblúka

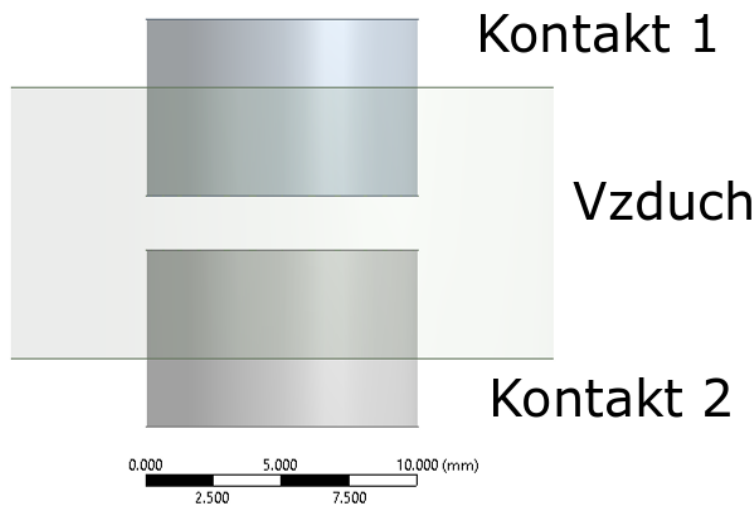
Oblúk sa nakoniec dostáva ku rozdeľovacím doskám. Príťažlivý efekt je tvorený ferromagnetickými rozdeľovacími doskami, ktoré tiež pomáhajú usmerňovať pohyb oblúku. Na týchto doskách sa oblúk ohýba a rozširuje a následne je rozdelený na viacero menších oblúkov. Tým sa zvýši napätie oblúkov a zníži celkový prúd, čím oblúky jednoduchšie zhasnú. [40]

Elektrické oblúky sú charakteristické svojou vysokou teplotou preto môžu byť sledované s využitím teplotného poľa. Plazma bola uvažovaná ako Newtonovská kvapalina v LTE. Vyžarovanie energie z dôvodu tejto vysokej teploty bolo definované pomocou „net emission coefficient“. Prúdenie v tomto prípade bolo laminárne. Chemické procesy a odparovanie elektród v tejto práci neboli uvažované z dôvodu zjednodušenia výpočtu. Časový krok bol nastavený na 1 μ s.

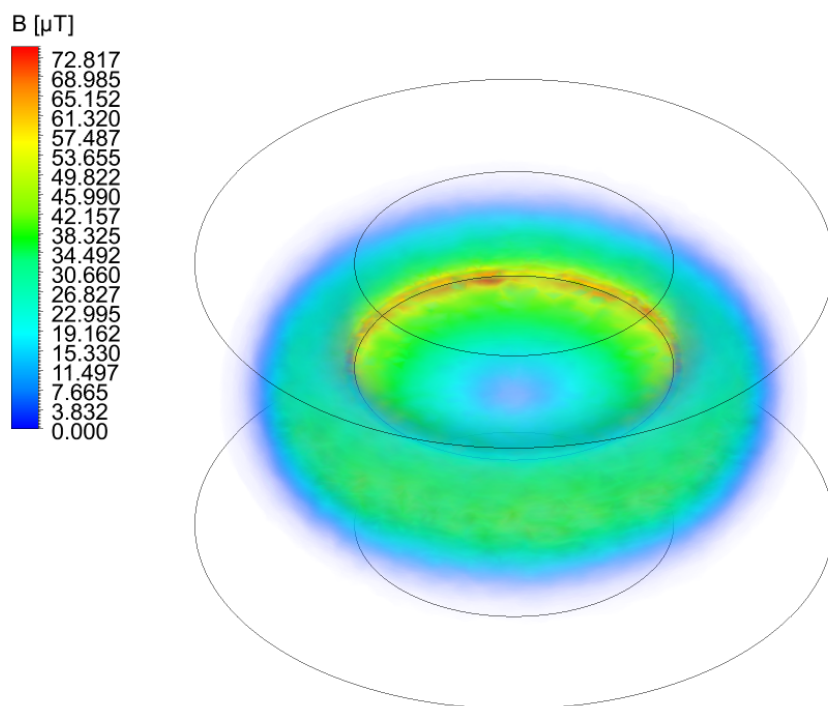
7.4.1 Analýza magnetickej indukcie v okolí elektrického oblúku

Prvá analýza sa zaoberala indukciou magnetického poľa v okolí plazmy. Bola použitá zjednodušená geometria dvoch kontaktov, ktoré sú od seba vzdialené 2 mm. Priemer kontaktov je 10 mm.

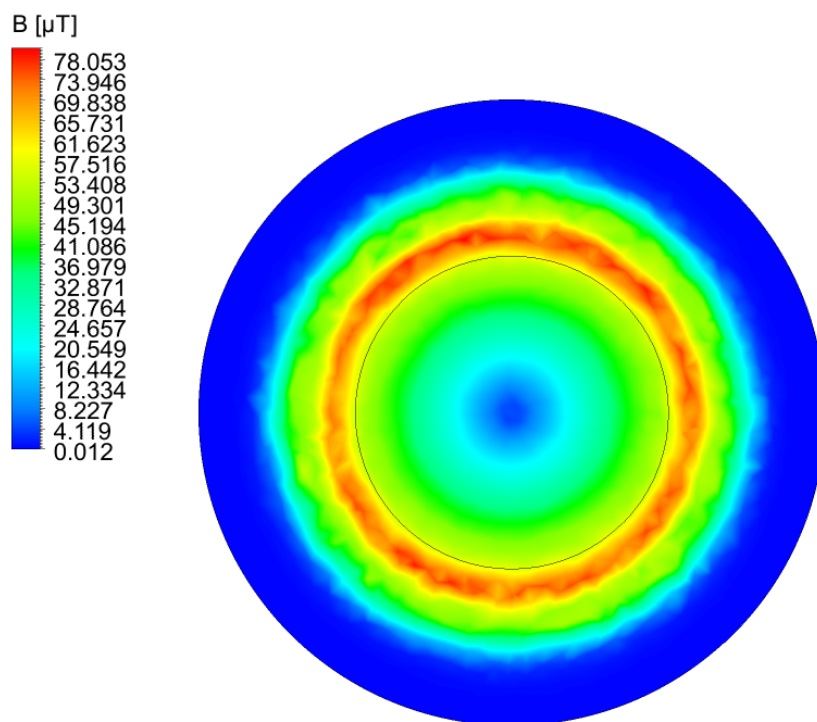
Na **Obr. 7.28** a **Obr. 7.29** je možné pozorovať veľkosť magnetickej indukcie. Na obrázkoch **7.30**, **7.31** je možné pozorovať rotáciu magnetického poľa, čo zodpovedá teoretickým predpokladom. Plazma bola vytvorená okrajovou podmienkou prúdovej hustoty $j = 25000 \text{ A}\cdot\text{m}^{-2}$. Veľkosť magnetickej indukcie vo vzdialenosti 5 mm od stredu je približne 72 μ T. Pre porovnanie teoretická hodnota magnetickej indukcie spôsobená prúdovou hustotou pretekajúcou vodičom je 66 μ T.



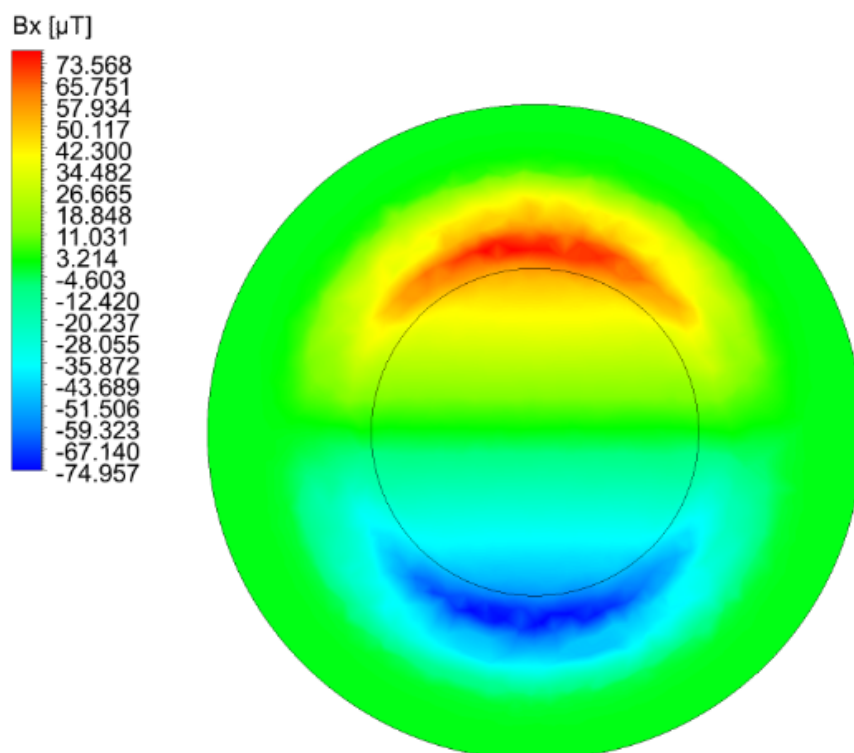
Obr. 7.27 Geometria kontaktov



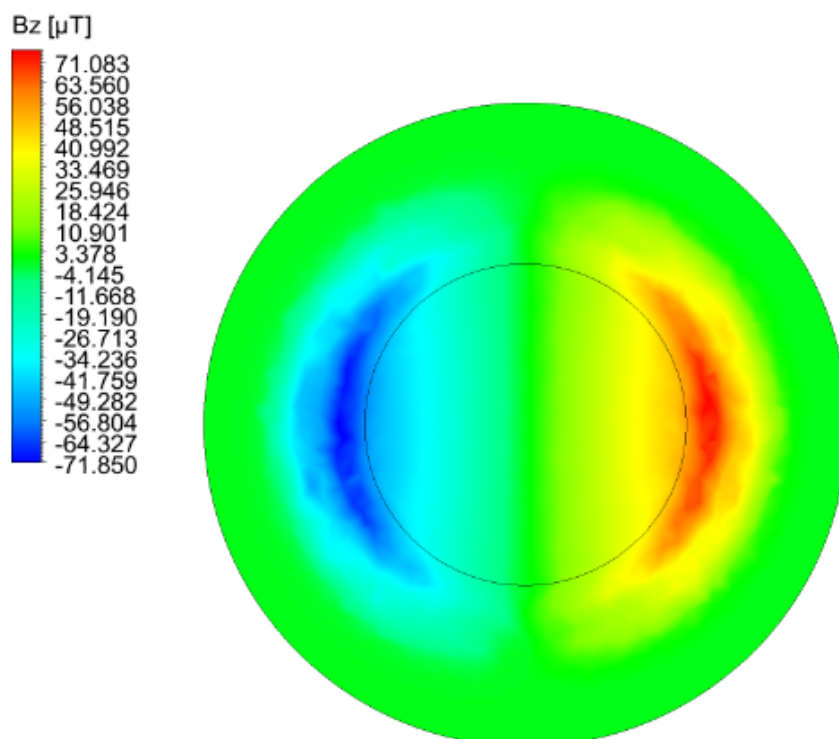
Obr. 7.28 Veľkosť magnetickej indukcie v 3D



Obr. 7.29 Veľkosť magnetickej indukcie v reze v strede medzi kontaktami

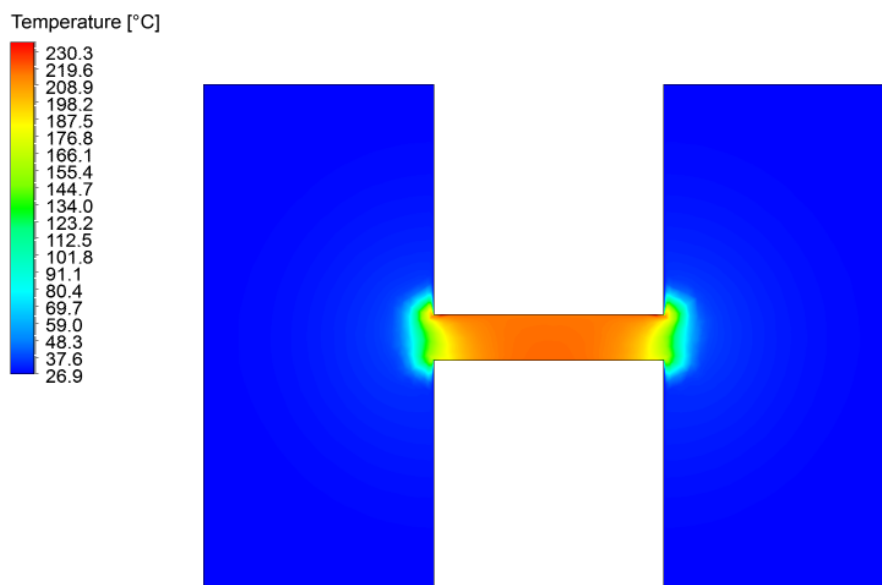


Obr. 7.30 Magnetická indukcia v smere osi X

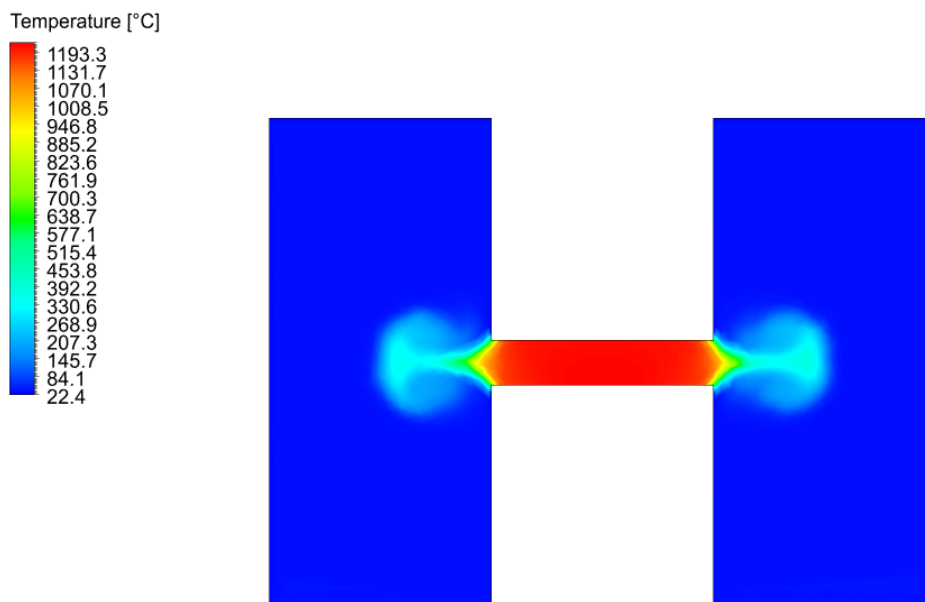


Obr. 7.31 Magnetická indukcia v smere osi Z

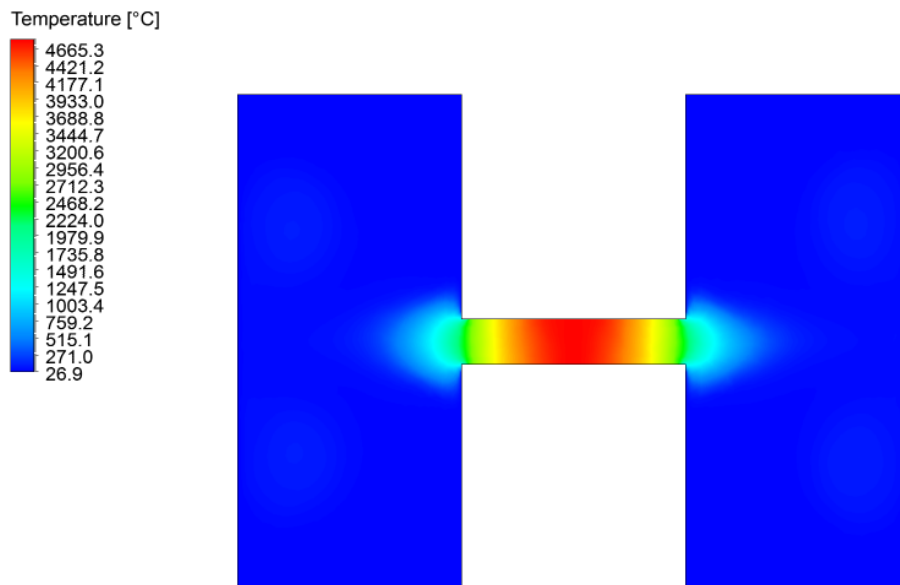
Na obrázkoch je možné pozorovať postupný vývoj elektrického oblúka, ktorý je zobrazený pomocou teploty. Na obrázku 7.33 je vidieť únik vzduchu z priestoru medzi elektródami, spôsobený expanziou plynu. Po určitom čase sa teplota ustálila na približne 5000 °C.



Obr. 7.32 Rozloženie teploty v čase 10 μs



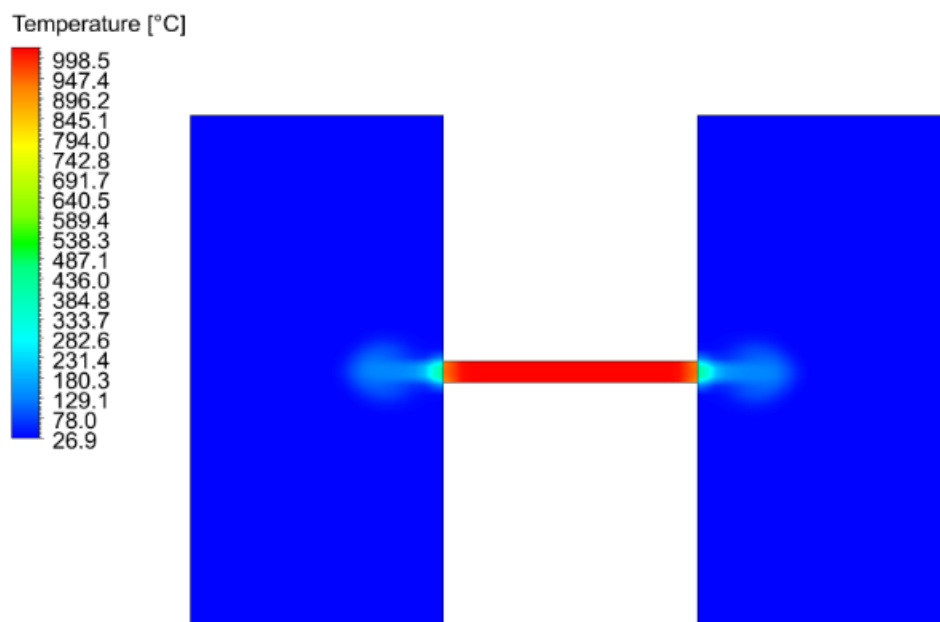
Obr. 7.33 Rozloženie teploty v čase 0,1 ms



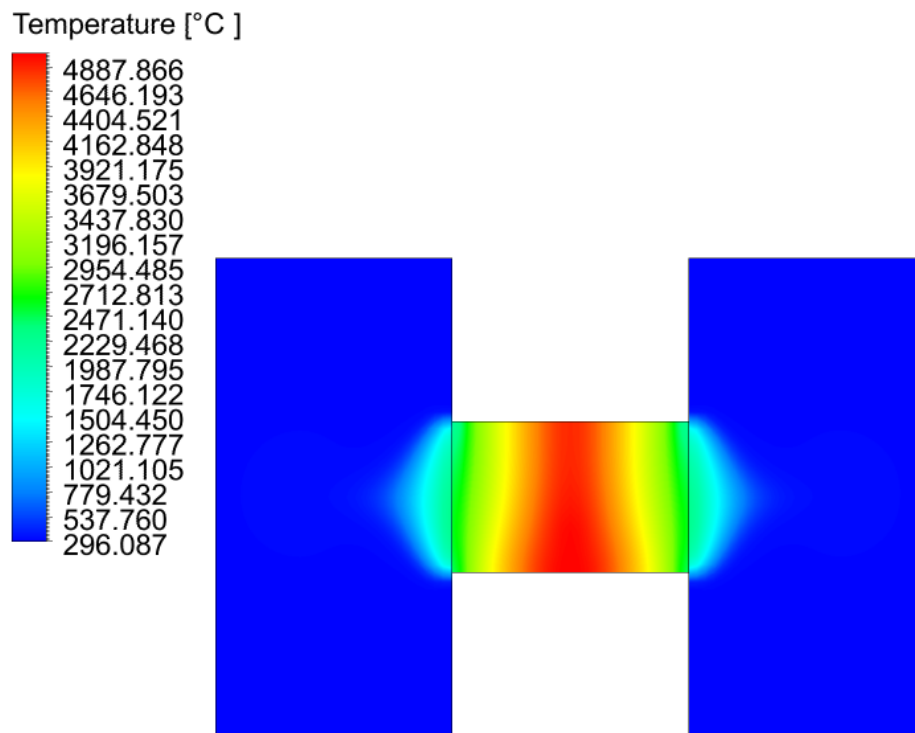
Obr. 7.34 Rozloženie teploty v čase 1 ms

7.4.2 Fáza oddeľovania kontaktov ističa

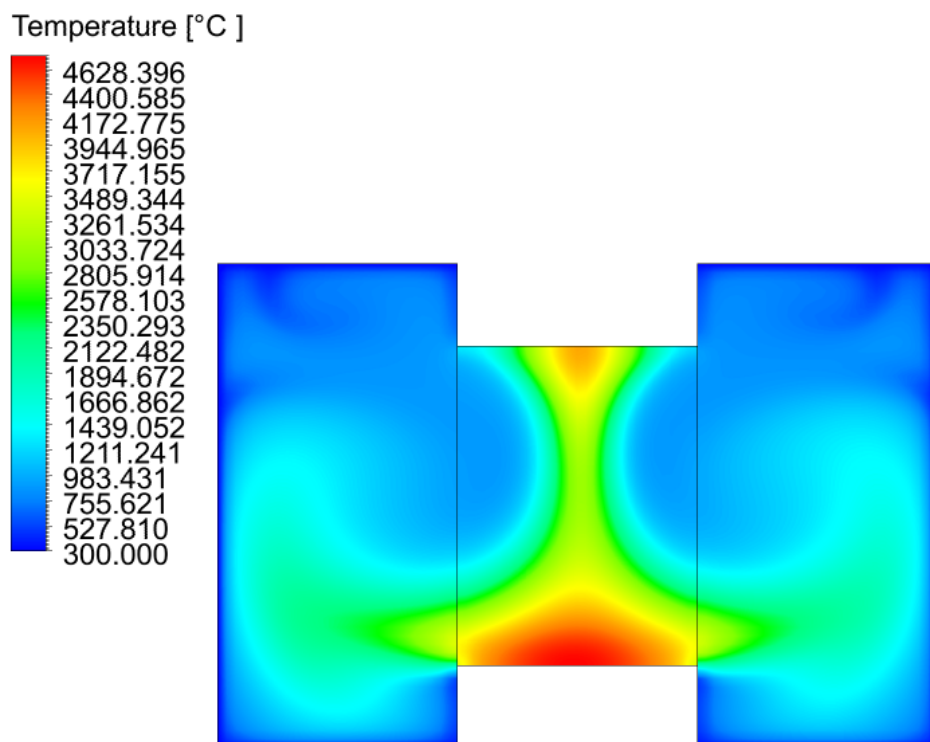
Druhá časť analýzy sa zaoberala oddeľovaním kontaktov. Počiatočná vzdialenosť kontaktov bola nastavená na 0,1 mm. Oba kontakty sa následne začali pohybovať od seba rýchlosťou $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Na **Obr. 7.35** až **7.37** je možné pozorovať teplotné rozloženie v určitých časových okamihoch. Na **Obr. 7.37** je ukázané prerušenie výboja, kde zvýšená teplota v okolí je spôsobená stenami, ktoré obklopujú celú oblasť a teda horúci vzduch nemôže uniknúť. Táto stena bola vytvorená z dôvodu urýchlenia výpočtu.



Obr. 7.35 Rozloženie teploty v čase 0,1 ms



Obr. 7.36 Rozloženie teploty v čase 1,545 ms



Obr. 7.37 Rozloženie teploty v čase 32,8 ms (prerušenie oblúku)

8. ZÁVER

Táto práca sa zaoberala modelovaním magnetohydrodynamických javov. Na simulácie bol využitý program Ansys Fluent. Ansys Fluent obsahuje špeciálny prídavný modul Magnetohydrodynamics, ktorý bol využitý na simulovanie interakcie elektrických a magnetických polí s tekutinami a nabitými časticami. Nevýhodou tohto modulu je, že nedokáže simulovať interakciu magnetického poľa s nabitými časticami v nevodivom prostredí. Taktiež nedokáže súčasne počítať elektrické a magnetické polia a indukciu magnetického poľa pôsobením elektrického prúdu.

V rámci diplomovej boli vytvorené vlastné rovnice, a do program ANSYS FLUENT doplnené vlastné rovnice, ktoré dokázali do výpočtového modelu implementovať chýbajúce interakcie. Boli doplnené vzťahy pre Lorentzovu silu, Biot-Savartov zákon a popis magnetického poľa s využitím magnetického potenciálového vektoru.

Funkčnosť a využitie vytvorených matematických modelov bola demonštrovaná na simulácii praktického využitia v rôznych oblastiach techniky.

Sledovaním pohybu nabitých častíc v hmotnostnom spektrometri sa zaoberala prvá analýza. Na zjednodušenej geometrii boli najskôr navrhnuté a analyzované jednotlivé časti spektrometra, v postupnosti urýchľovač iónov, rýchlostný filter, nakoniec bola uskutočnená komplexná analýza celého zariadenia v dvoch verziách. Jednotlivé verzie hmotnostného spektrometra sa odlišujú použitým geometrickým usporiadaním, pričom bola dokumentovaná funkčnosť použitia vytvoreného modelu pre obe verzie odlišujúce sa vychýlením častíc v separačnej oblasti.

V analýzach bol sledovaný pohyb iónov hliníka, medi a zlata, s tým že parametre boli optimalizované pre ióny medi. Taktiež bolo uskutočnené porovnanie teoretických hodnôt získaných pomocou využitia vzorcov a s hodnotami získanými analýzou. Bola dosiahnutá dobrá zhoda údajov získaných z jednotlivých zdrojov.

Samostatná pozornosť bola venovaná elektrostatickej Einzelovej šošovke, pomocou ktorej bolo možné usmerňovať ióny bezo zmeny ich energie. Boli uskutočnené viacero analýz, v ktorých bol sledovaný vplyv potenciálu na šošovke na fokusáciu iónového zväzku.

Ďalšia analýza sa zaoberala aplikáciou Biot-Savartovho zákona pre bodový náboj. Boli uskutočnené analýzy pre zjednodušenú rovnicu a pre úplný tvar rovnice. Analýzy boli spracované pre rýchlosti $1000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ a $2 \cdot 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Pri nižšej rýchlosti bola dosiahnutá vynikajúca zhoda výsledkov podľa zjednodušeného a úplného tvaru rovnice. Pri vyššej rýchlosti boli pozorované odchýlky medzi jednotlivými rovnicami.

Posledná analýza sa zaoberala analýzou procesu oddeľovania kontaktov v elektrickom ističi.

Táto analýza bola rozdelená na tri časti, kde v prvej časti bolo overované využitie rovníc, ktoré popisovali indukciu magnetického pola v okolí plazmy. Druhá časť sa zaoberala analýzou teplotného poľa elektrického oblúku vzniknutého medzi kontaktmi. V tretej časti prebiehala analýza oddeľovania kontaktov v čase, so znázornením predlžovania oblúka a jeho následné prerušenie. Na výsledky uskutočnej analýzy je možné priamo nadviazať komplexnou analýzou celého elektrického ističa.

Literatúra

- [1] JIRÁK, J., AUTRATA, R., LIEDERMANN, K., ROZSÍVALOVÁ, Z., SEDLAŘÍKOVÁ, M.: Materiály a technická dokumentace, část Materiály v elektrotechnice. Elektronické texty, Brno 2002. (CS)
- [2] BEDŘÍK, Vojtěch. *Průrazné napětí izolačního média v závislosti na tlaku* [online]. [cit. 2018-05-14]. Dostupné z: https://dspace5.zcu.cz/bitstream/11025/14892/1/DP_behrik_E12N0136P.pdf
- [3] AJGLOVÁ, Lenka. *Dielektrické vlastnosti vzduchu v nehomogenním poli* [online]. [cit. 2018-05-14]. Dostupné z: https://otik.zcu.cz/bitstream/11025/22942/1/DP_Ajglova_Lenka.pdf
- [4] Electron Emission [online]. [cit. 2018-05-14]. Dostupné z: <http://www.talkingelectronics.com/Download%20eBooks/Principles%20of%20electronics/CH-02.pdf>
- [5] JANČA, J., V. KUDRLE, M. ELIÁŠ a L. ZAJÍČKOVÁ. *Fyzika plazmatu I.* [online]. [cit. 2018-05-14]. Dostupné z: <http://www.fch.vut.cz/~krema/vyuka/plazma/plasma.pdf>
- [6] GHEZZI, Luca a Andrea BALESTRERO. *Modeling and Simulation of Low Voltage Arcs* [online]. , 348 [cit. 2018-05-14]. Dostupné z: http://www.geniopensante.it/doc/papers/phd_thesis/Modeling%20and%20Simulation%20of%20Low%20Voltage%20Arcs.pdf
- [7] *Elektrická vodivost v pevných látkách, kapalinách, plynech a ve vakuu* [online]. [cit. 2018-05-14]. Dostupné z: https://www.fd.cvut.cz/personal/janes/Elektrotechnika1/Prednasky prezentace/Predn05_Vodivost_PevneL_Kapaliny_Plyny.pdf
- [8] *PLAZMA – 4. SKUPENSTVÍ LÁTKY* [online]. [cit. 2018-05-14]. Dostupné z: https://kfy.zcu.cz/export/sites/kfy/dokumenty/AFY/AFY_v2.pdf
- [9] MARTIŠOVITŠ, Viktor. *ZÁKLADY FYZIKY PLAZMY* [online]. , 216 [cit. 2018-05-14]. Dostupné z: https://is.muni.cz/el/1431/jaro2016/C6900/um/Martisovits-Zaklady_fyziky_plazmy.pdf
- [10] *Vedení proudu v plynech* [online]. [cit. 2018-05-14]. Dostupné z: http://physics.mff.cuni.cz/kfpp/skripta/kurz_fyziky_pro_DS/display.php/elmag/7_5
- [11] KAŇA O., ELEKTRODY PRO ELEKTROLYZÉR [online]. [vid 21.10.2017]. Dostupné z WWW: https://www.vutbr.cz/www_base/zav_prace_soubor_verejne.php?file_id=17573
- [12] CHARGED PARTICLE MOTION IN CONSTANT AND UNIFORM ELECTROMAGNETIC FIELDS [online]. [vid 25.10.2017]. Dostupné z WWW: http://www.springer.com/cda/content/document/cda_downloadaddocument/9780387209753-c1.pdf?SGWID=0-0-45-110333-p25145278

- [13] POHYB NABÍTÝCH ČÁSTÍČ V ELEKTRICKÝCH A MAGNETICKÝCH POLIACH [online]. [vid 1.11.2017]. Dostupné z WWW:
http://files.gamepub.sk/Bakalar/Fyzika%202/Andrej%20Tirpak,%20Elektromagnetizmus/kapitoly/10_kap10.pdf
- [14] ZAVŘEL M., SIMULACE POHYBU NABÍTÝCH ČÁSTIC V ELEKTRICKÉM A MAGNETICKÉM POLI [online]. [vid 2.11.2017]. Dostupné z WWW:
https://www.vutbr.cz/www_base/zav_prace_soubor_verejne.php?file_id=126749
- [15] VYROUBAL P., ELEKTRO-HYDRODYNAMICKÝ MODEL PRO BIOIMPEDANČNÍ PLETYSMOGRAFII [online]. [vid 3.11.2017]. Dostupné z WWW:
https://www.vutbr.cz/www_base/zav_prace_soubor_verejne.php?file_id=109523
- [16] MAČÁK M. ANALÝZA SMĚŠOVÁNÍ TEKUTIN V CÍRKLULAČNÍM REAKTORU [online]. [vid 10.11.2017]. Dostupné z WWW:
https://www.vutbr.cz/www_base/zav_prace_soubor_verejne.php?file_id=130073
- [17] Laminární a turbulentní proudění. [online]. [vid 20.11.2015]. Dostupné z WWW:
http://physics.mff.cuni.cz/kfpp/skripta/kurz_fyziky_pro_DS/display.php/kontinuum/4_5
- [18] Turbulencia(úryvok). [online]. [vid 20.11.2015]. Dostupné z WWW:
<http://mkpfem.sk/STRA02/D20A.pdf>
- [19] Vlček, P., MODELOVÁNÍ TURBULENTNÍHO PROUDĚNÍ, [online]. [vid 10.5.2016]. Dostupné z WWW: <http://chps.fsid.cvut.cz/pt/2013/pdf/3509.pdf>
- [20] Šťerba, M., ANALÝZA ÚČINKŮ ZATÍŽENÍ VĚTREM NA STAVEBNÍ KONSTRUKCE, [online]. [vid 20.11.2015]. Dostupné z WWW:
<https://dspace.vutbr.cz/bitstream/handle/11012/42548/26735.pdf?sequence=1>
- [21] ZÁCHA, P., turbulentní proudění. [online]. [vid 20.11.2015]. Dostupné z WWW:
[http://energetika.cvut.cz/files/FLUENT%20-%20prednaska%203%20Zacha%20\(LS%202014\).pdf](http://energetika.cvut.cz/files/FLUENT%20-%20prednaska%203%20Zacha%20(LS%202014).pdf)
- [22] *Nevratné a nerovnovážné procesy* [online]. [cit. 2018-05-14]. Dostupné z:
http://webfyzika.fsv.cvut.cz/PDF/prednasky/prenos_tepla.pdf
- [23] PAVELEK, Milan. *TERMOMECHANIKA 15. Základy přenosu tepla* [online]. [cit. 2018-05-14]. Dostupné z:
http://ottp.fme.vutbr.cz/~pavelek/termo/15_Prenos.pdf
- [24] THORNE K., Magnetohydrodynamics [online]. [vid 20.11.2017]. Dostupné z WWW: <http://www.pmaweb.caltech.edu/Courses/ph136/yr2012/1219.1.K.pdf>
- [25] SCHAFELNER A., Introduction to Magnetohydrodynamics [online]. [vid 25.11.2017]. Dostupné z WWW: <http://www.numa.unilinz.ac.at/Teaching/Bachelor/schafelner-bakk.pdf>
- [26] RAMOS A., Electrokinetics and Electrohydrodynamics in Microsystems [online]. [vid 15.11.2017]. Dostupné z WWW:
<https://books.google.sk/books?id=LocRxBF8SgUC&pg=PA178&lpg=PA178&dq=electrohydrodynamics&source=bl&ots=kC0voPj762&sig=qFHcqBXpSOTAoB>

- y-pfy7JdWhbSg&hl=sk&sa=X&ved=0ahUKEwj3y9uiwqXXAhWSJ-wKHdxtBeA4FBDoAQglMAA#v=onepage&q=electrohydrodynamics&f=false
- [27] ROSENSWEIG R. E., FERROHYDRODYNAMICS [online]. [vid 26.11.2017]. Dostupné z WWW:
https://books.google.sk/books?id=ng_DAgAAQBAJ&pg=PA1&lpg=PA1&dq=ferrohydrodynamics&source=bl&ots=FndF9xo17K&sig=JtA8aIsgVePVqs_16xHImLPxg3U&hl=sk&sa=X&ved=0ahUKEwicjdGZuKTXAhVN-6QKHYwFCjI4ChDoAQglMAA#v=onepage&q=ferrohydrodynamics&f=false
- [28] FUCHS M., Ferrohydrodynamics [online]. [vid 26.11.2017]. Dostupné z WWW:
<http://theorie.physik.uni-konstanz.de/lsfuchs/lectures/wahl06/blatt1.pdf>
- [29] *ELEKTRINA A MAGNETIZMUS* [online]. [cit. 2018-05-15]. Dostupné z:
https://www.aldebaran.cz/elmg/kurz_09_mgpo.pdf
- [30] *Sources of Magnetic Fields* [online]. [cit. 2018-05-15]. Dostupné z:
<https://www.citacepro.com/dok/FInlYZOF3npV1PwY>
- [31] *The magnetic vector potential* [online]. [cit. 2018-05-14]. Dostupné z:
<http://farside.ph.utexas.edu/teaching/em/lectures/node38.html>
- [32] *Magnetic vector potential* [online]. [cit. 2018-05-14]. Dostupné z:
<http://www.physics.sfsu.edu/~lea/courses/ugrad/360notes14.PDF>
- [33] VAN BRAMER, Scott E. *An Introduction to Mass Spectrometry* [online]. [cit. 2018-05-15]. Dostupné z: <http://science.widener.edu/svb/massspec/massspec.pdf>
- [34] The mass spectrometer - how it works. <https://www.chemguide.co.uk/analysis/masspec/howitworks.html> [online]. [cit. 2018-05-15]
- [35] MassSpectrometry. <https://www2.chemistry.msu.edu/faculty/reusch/virttxtjml/spectrpy/massspec/masspec1.htm> [online]. [cit. 2018-05-15].
- [36] *The mass spectrometer* [online]. [cit. 2018-05-15]. Dostupné z:
http://labman.phys.utk.edu/phys136core/modules/m7/mass_spectrometer.html
- [37] *Applications of magnetic forces and fields* [online]. [cit. 2018-05-14]. Dostupné z:
<http://physics.bu.edu/py106/notes/MagApps.html>
- [38] EINZEL LENS [online]. [vid 1.12.2017]. Dostupné z WWW:
<http://www.massspecpro.com/technology/ion-optics/einzel-lens-0>
- [39] Rong, Mingzhe & Ma, Qiang & Wu, Yi & Xu, Tiejun & Murphy, Anthony. (2009). The influence of electrode erosion on the air arc in a low-voltage circuit breaker. *Journal of Applied Physics*. 106. 023308 - 023308. 10.1063/1.3176983.
- [40] Fei Yang et al 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* 46 273001